

*Florian Seffrin*

Geschwindigkeits- und Skalarfeld-Charakterisierung  
turbulenter stratifizierter  
Vormischflammen



Cuvillier Verlag Göttingen

Internationaler wissenschaftlicher Fachverlag

Dipl.-Ing. Florian Seffrin

Darmstadt

**GESCHWINDIGKEITS- UND SKALARFELD-CHARAKTERISIERUNG  
TURBULENTER STRATIFIZIERTER  
VORMISCHFLAMMEN**

### **Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek**

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2011

Zugl.: (TU) Darmstadt, Univ., Diss., 2010

978-3-86955-649-9

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2011

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

[www.cuvillier.de](http://www.cuvillier.de)

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2011

Gedruckt auf säurefreiem Papier

978-3-86955-649-9

## VORWORT

Der Inhalt der vorliegenden Dissertation entstand während meiner wissenschaftlichen Tätigkeit im Fachbereich Maschinenbau der TECHNISCHEN UNIVERSITÄT DARMSTADT im Zeitraum 2005 bis 2010 an den Fachgebieten ENERGIE- UND KRAFTWERKSTECHNIK unter Leitung von Prof. Johannes Janicka und REAKTIVE STRÖMUNGEN UND MESSTECHNIK am CENTER OF SMART INTERFACES unter Leitung von Prof. Andreas Dreizler.

Mein Dank gilt allen Personen, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit in vielfältiger Weise tatkräftig und moralisch unterstützten.

Florian Seffrin

Darmstadt, im Januar 2011



*Eine neue Art von Denken ist notwendig, wenn die Menschheit weiterleben will.*

Albert Einstein

*Für meine Frau Vanessa.*

# INHALT

NOMENKLATUR .....	vii
1 EINLEITUNG .....	1
1.1 Energie, Ressourcen und Klimawandel .....	1
1.2 Kontext dieser Arbeit .....	4
1.2.1 Charakteristika technischer Verbrennungsprozesse .....	4
1.2.2 Mathematische Beschreibung technischer Verbrennung .....	5
1.2.3 Anforderungen an experimentelle Validierungsdaten .....	6
1.3 Zielstellung dieser Arbeit und Stand des Wissens .....	9
1.4 Gliederung .....	14
2 THEORIE .....	16
2.1 Verbrennung.....	16
2.1.1 Chemische Reaktion und Reaktionskinetik .....	16
2.1.2 Charakterisierung von Flammentypen und Brennern .....	17
2.2 Fluidmechanik .....	19
2.2.1 Erhaltungsgleichungen .....	19
2.2.2 Turbulenz.....	21
2.2.3 Simulationsmethoden für turbulente Strömungen .....	25
2.3 Turbulenz-Chemie-Interaktion .....	26
2.3.1 Regime turbulenter Vormischflammen .....	26
2.3.2 Modelle turbulenter Vormischverbrennung.....	28
3 EXPERIMENTELLER AUFBAU UND DIAGNOSTIK .....	31
3.1 Stratifizierter Brenner .....	31
3.1.1 Konstruktion .....	31
3.1.2 Betriebspunkte .....	33
3.2 Techniken moderner Verbrennungsdiagnostik .....	36
3.2.1 Techniken zur quantitativen Bestimmung von Konzentrationen, Temperaturen und Geschwindigkeiten.....	37
3.2.2 Laser-Doppler-Anemometrie .....	38
3.2.2.1 Grundlagen und Prinzip .....	38
3.2.2.2 Experimentelle Realisierung .....	40
3.2.2.3 Momente der Geschwindigkeit und abgeleitete Größen .....	41
3.2.2.4 Zeitreihen und integrale Zeitmaße.....	44
3.2.3 Particle Image Velocimetry .....	45
3.2.3.1 Grundlagen und Prinzip .....	45
3.2.3.2 Experimentelle Realisierung und Datenreduktion .....	46
3.2.3.3 Felder der Geschwindigkeitsmomente .....	47
3.2.3.4 Integrale Zeit- und Längenmaße .....	48

3.2.4	Raman/Rayleigh-Streuung .....	50
3.2.4.1	Grundlagen und Prinzip .....	50
3.2.4.2	Experimentelle Realisierung .....	53
3.2.4.3	Kalibrierung und Datenreduktion .....	59
3.2.4.4	Apparatur-Charakteristika .....	62
3.2.4.5	Verbesserungspotenzial .....	79
3.2.5	Prüfstand .....	80
3.2.5.1	Laser und Strahlfallen .....	80
3.2.5.2	Kameras .....	81
3.2.5.3	Strahlagenkontrolle und -korrektur .....	81
3.2.5.4	Energieresferenz .....	81
3.2.5.5	Umgebungstemperaturen und Luftdruck .....	81
3.2.5.6	Referenzobjekte, Kalibrierbrenner und Massendurchflussregelung .....	82
3.2.5.7	Brenner-Positioniersystem .....	82
3.2.5.8	Einhausung und thermische Abschirmung .....	82
3.2.5.9	Synchronisation .....	83
3.2.5.10	Computer-Kommunikation und Online-Statistik .....	83
3.3	Übersicht der Messgrößen, Charakteristika und Fehler .....	85
4	EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE .....	87
4.1	Vergleich der Konfigurationen .....	87
4.1.1	Einordnung im Regime-Diagramm .....	87
4.1.2	Integrale Zeitmaße .....	88
4.1.3	Parametervariationen .....	89
4.1.3.1	Einfluss der Verbrennung .....	90
4.1.3.2	Einfluss der Austrittsgeschwindigkeit .....	91
4.1.3.3	Einfluss der Stratifizierung .....	93
4.1.3.4	Einfluss der Scherung .....	95
4.1.3.5	Einfluss des Brennstoffes .....	97
4.2	Analyse der „Basis“-Konfiguration .....	99
4.2.1	Radialprofile ausgewählter Skalare .....	100
4.2.2	Verlauf der Mischungs- und Scherschichten .....	101
4.2.3	Geschwindigkeitsfelder und abgeleitete Größen .....	103
4.2.4	Wahrscheinlichkeitsverteilungen ausgewählter Skalare .....	105
4.2.5	Instantane Skalarprofile und konditionierte Statistiken .....	110
5	ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK .....	114
	ANHANG .....	116
a	Radialprofile der untersuchten Konfigurationen .....	116
b	Statistik und Fehler .....	154
c	Rayleigh-Streuquerschnitte .....	155
	BIBLIOGRAPHIE .....	156

## NOMENKLATUR

- steht als Platzhalter für eine Variable bzw. für die Einheit, auf die die Größe bezogen ist.

### Lateinische Kleinbuchstaben

Symbol	Wert	SI-Einheit	Bedeutung
$d$		m	Durchmesser
$d_s$		m	Streifenabstand
$f$		1 / s	Besetzungsdichte Frequenz Größe, Variable (allg.)
$f_D$		1 / s	Doppler-Frequenz
$g$		m / s <sup>2</sup>	Gravitationsbeschleunigung
$g_e$			Entartungsfaktor
$h$	6.6261 x 10 <sup>-34</sup>	J s	Planck'sches Wirkungsquantum
$j_i$		mol / m <sup>2</sup> s	diffusiver Stofftransport
$j_q$		J / m <sup>2</sup> s	Wärmefluss
$k$		(m <sup>3</sup> ) <sup>(n-1)</sup> / mol <sup>(n-1)</sup> s	Reaktionsgeschwindigkeitskonstante (n: Reaktionsordnung)
$k_B$	1.3807 x 10 <sup>-23</sup>	J / K	Boltzmann-Konstante
$l$		m	Länge, Längenmaß
$l_0$		m	integrales Längenmaß
$l_f$		m	Flammenfrontdicke (thermisch)
$l_\delta$		m	Flammenfrontdicke (innere reaktionserhaltende Zone)
$l_K$		m	Kolmogorov-Längenmaß
$n$			Brechungsindex
$p$		Pa	Druck Element der Kalibrationsmatrix
$q$		m <sup>2</sup> / s <sup>2</sup> m <sup>2</sup>	turbulente kinetische Energie (TKE) Mie'scher Parameter Quellterm
$r$		mol / m <sup>3</sup> s m	Reaktionsrate, Reaktionsgeschwindigkeit Ortsvektor, Radial-Koordinate
$s$			Schlupf Volumenkraftdichte
$sh$			Shift
$t$		s	Zeit
$u$		m / s J / kg	Geschwindigkeit innere Energie
$v$			Vibrationsquantenzahl
$x$		m	Ortsvektor, Ortskoordinate, Raumachse Stoffmengenanteil
$y$		m	Ortskoordinate, Raumachse
$z$			Ortskoordinate, Raumachse

## Lateinische Großbuchstaben

Symbol	Wert	SI-Einheit	Bedeutung
$A$		$(\text{m}^3)^{(n-1)} / \text{mol}^{(n-1)} \text{ s}$	präexponentieller Faktor (Reaktionskinetik, $n$ : Reaktionsordnung)
$C$			Reaktionsfortschrittsvariable
$D$		$\text{m}^2 / \text{s}$	Diffusionskoeffizient
$E$		J	Energie
$E_a$		J / mol	Aktivierungsenergie
$Err$			Fehler ( <i>Error</i> )
$F$			Größe, Variable (allg.)
$G$		J / mol	freie Enthalpie (molar) Verstärkungsfaktor ( <i>Gain</i> )
$I$		J / s $\text{m}^2$	Intensität
$J$			Rotationsquantenzahl
$K_a$			Karlovitz-Zahl
$K_{a\delta}$			Karlovitz-Zahl (auf die innere reaktionserhaltende Zone bezogen)
$M$		kg / mol	molare Masse
$N$			Anzahl
		$1 / \text{m}^3$	Teilchenzahldichte
$N_C$			Count-Zahl
$N_P$			Photonenzahl
$P$			Kalibrationsmatrix
$R$	8.3145	$1 / \bullet$ J / mol K	Korrelation universelle Gaskonstante (molar)
$Re$			Reynolds-Zahl
$Re_t$			Turbulenz-Reynolds-Zahl
$S$			Signal, Signalvektor Streuungsfunktion
$Sc$			Schmidt-Zahl
$T$		K	thermodynamische Temperatur Transmittanz, optische Durchlässigkeit
$Z$			Zustandssumme
$\mathcal{L}$		m	charakteristische Länge
$\mathcal{P}$			Produktionsterm (allg.)
$\mathcal{U}$		m / s	charakteristische Geschwindigkeit
$\mathcal{Z}$			Größe, Variable (allg.)

## Griechische Kleinbuchstaben

Symbol	Wert	SI-Einheit	Bedeutung
$\alpha$		C $\text{m}^2 / \text{V}$	elektrische Polarisierbarkeit
$\varepsilon$			Dissipationsterm (allg.)
$\eta$		kg / m s	dynamische Viskosität Effizienz(-Faktor)
$\theta$		rad	Winkel (Strahlkreuzungs-)

$\lambda$		m	Wellenlänge
$\nu$		1 / s	Frequenz
		m <sup>2</sup> / s	kinematische Viskosität
			stöchiometrischer Koeffizient
$\pi$	3.1416		Kreiszahl
$\rho$		kg / m <sup>3</sup>	Massendichte
$\sigma$		• (1 / m <sup>2</sup> )	Standardabweichung Streuquerschnitt (relativ)
$\tau$		s	Zeit, Zeitmaß
$\tau_0$		s	integrales Zeitmaß
$\phi$			Äquivalenzverhältnis
$\chi$		1 / s	skalare Dissipationsrate
$\omega$		mol / m <sup>3</sup> s	Produktionsrate (molar)

### Griechische Großbuchstaben

Symbol	Wert	SI-Einheit	Bedeutung
$\Delta$		m	Filterweite
$\Lambda_l$		m / s	laminare Brenngeschwindigkeit
$\Lambda_t$		m / s	turbulente Brenngeschwindigkeit
$\Phi$		1 / m <sup>2</sup> s	Erwartungswert-Funktion Fluss (allg.)
$\Omega$		rad	Öffnungswinkel

### Hoch- und Tiefgestellte Indizes

Symbol	Bedeutung
$O$	charakteristisch, chem. Standardbedingungen (p = 100 kPa)
$abs$	absolut
$b$	verbrannt ( <i>burnt</i> )
$B$	Batchelor
$c$	Grenzwert / Schwellwert ( <i>Cut-Off</i> )
$C$	Kohlenstoff
$C$	<i>Counts</i>
$D$	Doppler
$f$	final, Endzustand Flamme Fluid vorwärts ( <i>forward</i> )
$H$	Wasserstoff
$i$	initial, Anfangszustand Laufindex (allg.)
$j$	Laufindex (allg.)
$K$	Kolmogorov
$l$	laminar Laser

$m$	Laufindex (allg.)
$max$	maximal
$min$	minimal
$n$	Laufindex (allg.)
O	Sauerstoff
$p$	Partikel
$P$	Photonen
$PV$	Messvolumen ( <i>Probe Volume</i> )
$q$	Wärme
$r$	radial rückwärts ( <i>reverse</i> ) Strahlung ( <i>Radiation</i> )
$ref$	Referenz, Bezugswert
$rms$	Standardabweichung ( <i>Root Mean Square</i> )
$s$	gestreut, Streuung
$stoic$	stöchiometrisch
$t$	turbulent
$u$	unverbrannt ( <i>unburnt</i> )
$v$	virtuell
$z$	axial

## Operatoren und Symbole

Symbol	Bedeutung
$d, \Delta, \partial$	Differenz, Ableitung
$\text{div}$	Divergenz
$\text{grad}$	Gradient
$\bar{\bullet}$	Mittelung
$\vec{\bullet}$	Vektor
$\overline{\bullet}$	Matrix (2D)
$\bullet'$	momentane Schwankung Schätzwert
:	Verjüngung (Kontraktion)
$\otimes$	dyadisches Produkt
$\perp$	senkrecht
$\parallel$	parallel
$\leftarrow$	spektroskopischer Übergang
$\ll$	Wechselwirkung ( <i>Crosstalk</i> )

## Abkürzungen

Abkürzung	Wert	SI-Einheit	Bedeutung, Beschreibung
a.u.			arbiträre Einheit ( <i>Arbitrary Unit</i> )

---

ADC			Analog-Digital-Converter
ATF			<i>Artificially Thickened Flames (Model)</i>
CARS			<i>Coherent Anti-Stokes Raman Scattering</i>
CCD			<i>Charge-Coupled Device</i>
CFD			numerische Strömungssimulation ( <i>Computational Fluid Dynamics</i> )
CMOS			<i>Complementary Metal Oxide Semiconductor</i>
CRD			<i>Cavity Ringdown Spectroscopy</i>
DFWM			<i>Degenerate Four-Wave Mixing</i>
DNS			Direkte Numerische Simulation
EBU			Wirbelzerfallsmodell ( <i>Eddy Break-Up Model</i> )
FGM			<i>Flamelet generierte Mannigfaltigkeit (Flamelet Generated Manifold)</i>
FRS			<i>Filtered Rayleigh Scattering</i>
FSD			Flammenfront-Dichte ( <i>Flame Surface Density</i> )
FWHM			Halbwertsbreite ( <i>Full Width Half Maximum</i> )
HDA			Hitzdraht-Anemometrie
ILDM			Intrinsische niedrigdimensionale Mannigfaltigkeit ( <i>Intrinsic Low-Dimensional Manifold</i> )
LDA			Laser-Doppler-Anemometrie
LEM			<i>Linear Eddy Model</i>
LES			Grobstruktur-Simulation ( <i>Large Eddy Simulation</i> )
LIF			Laser-induzierte Fluoreszenz
LITGS			<i>Laser-Induced Thermal Grating Spectroscopy</i>
MFC			Massendurchflussregler ( <i>Mass Flow Controller</i> )
MTV			<i>Molecular Tagging Velocimetry</i>
NSG			Navier-Stokes-Gleichungen
OD			optische Dichte
PDF			Wahrscheinlichkeitsdichte ( <i>Probability Density Function</i> )
PDV			<i>Planar Doppler Velocimetry</i>
PIV			<i>Particle Image Velocimetry</i>
PLIF			Planare →LIF
PS			Polarisationsspektroskopie
RANS			<i>Reynolds Averaged Navier Stokes (Simulation)</i>
REMPI			<i>Resonance Enhanced Multiphoton Ionization</i>
RMS			Standardabweichung ( <i>Root Mean Square</i> )
SKE	29.31	GJ / t	Steinkohleeinheit(en)
SNR			Signal-zu-Rausch-Verhältnis ( <i>Signal-to-Noise Ratio</i> )
SPS			Speicherprogrammierbare Steuerung
SRS			Spontane Raman-Streuung
TDLAS			<i>Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy</i>
TKE			turbulente kinetische Energie
TNF			<i>International Workshop on Measurement and Computation of Turbulent Nonpremixed Flames</i>
TSF			<i>Turbulent Stratified Flame (-Serie)</i>
URANS			<i>Unsteady</i> →RANS

---





# 1 EINLEITUNG

*... von der Zielstellung dieser Arbeit im Kontext der Endlichkeit fossiler Rohstoffe, des Klimawandels und den Herausforderungen der modernen Verbrennungsforschung.*

## 1.1 Energie, Ressourcen und Klimawandel

In der jährlich erscheinenden Studie *State of the Future* [1] der Denkfabrik *The Millenium Project* [2] benennen Experten aus allen Bereichen der Gesellschaft die ihrer Meinung nach 15 größten Herausforderungen der Menschheit der nächsten Jahrzehnte (vgl. [ABBILDUNG 1.1](#)). Untereinander in komplexer Abhängigkeit stehend, wird eine Vielzahl der genannten Aspekte durch eine Fragestellung umfasst, die Einfluss auf vielfältige Bereiche der Gesellschaft hat:

*Wie kann die Menschheit mit nachhaltiger, bezahlbarer und zuverlässiger Energie versorgt werden?*

Sei es zur Produktion von Industriegütern, zum Personen- und Warentransport oder zur Klimatisierung von Gebäuden, um nur einige der wichtigsten Positionen zu nennen [3] – unzweifelhaft ist die Versorgung mit Energie in ihren vielfältigen Formen ein zentraler Grundstein der heutigen globalen und in der Globalisierung begriffenen Gesellschaften. Zuwachs der Weltbevölkerung, Industrialisierung und Technisierung, wirtschaftliches Wachstum und Wohlstand gehen mit steigendem Energieverbrauch einher, doch gleichzeitig erfordern zwei direkt mit dem Energieverbrauch in Zusammenhang stehende maßgebliche Entwicklungen ein rasches Handeln auf gesellschaftlicher, politischer und wissenschaftlich-technischer Ebene: zum einen die Endlichkeit fossiler Energieträger in Ermangelung breit einsetzbarer alternativer Technologien, zum anderen der globale Klimawandel, dessen Hauptursache unzweifelhaft der anthropogene CO<sub>2</sub>-Ausstoß ist.

Folgende Zahlen sollen die beschriebene Problematik verdeutlichen. In den letzten 30 Jahren verdoppelte sich der globale Primärenergiebedarf auf rund 17.2 Mrd. t SKE (2007), wovon über 80 % auf fossile Brennstoffe (Öl, Kohle und Gas) entfielen [3]. Die energiebedingten jährlichen CO<sub>2</sub>-Emissionen verdoppelten sich ebenfalls und beliefen sich 2007 auf 31 Mrd. t [4]. Im Vergleich zum vorindustriellen Zeitalter erhöhte sich die atmosphärische CO<sub>2</sub>-Konzentration um 100 ppm auf rund 380 ppm und die mittlere globale Temperatur stieg um 0.74 °C. Gleichzeitig nahm die Häufigkeit extremer Wetterphänomene signifikant zu [5]. Schon heute gibt es starke Indikatoren dafür, dass der Klimawandel beginnt, die globalen Ökosysteme zu beeinträchtigen [6, 7, 8] – mit unabsehbaren Folgen für die Menschheit.

Zukünftige Trends in der Ressourcenlage und dem Klimawandel werden maßgeblich von drei Faktoren bestimmt werden: dem Bevölkerungswachstum, der Industrialisierung der Entwicklungs- und Schwellenländer sowie dem Einsatz neuer Technologien.

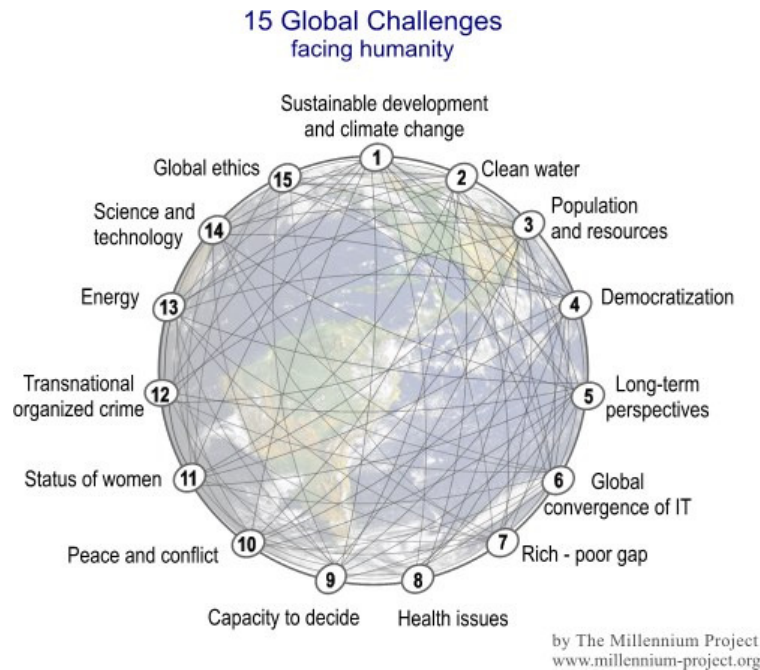


ABBILDUNG 1.1 – Die 15 globalen Herausforderungen der kommenden Jahrzehnte.

Zuverlässige Zukunftsprognosen der nächsten 50 bis 100 Jahre sind aufgrund der gegebenen Komplexität und der unbekannten Faktoren nicht möglich, wohl aber lassen sich in Was-wäre-wenn-Betrachtungen verschiedene Szenarien und deren Konsequenzen gegeneinander darstellen.

Im Bereich der fossilen Brennstoffe hängt die Reichweite zum einen von den nicht exakt bekannten Gesamtressourcen bzw. dem verbleibenden Potenzial (Definitionen gemäß [9]) sowie der Entwicklung der Förderraten ab. Bei gleichbleibenden bis moderat steigenden Raten wird bei Kohle von einer Reichweite von mindestens 100 Jahren bis einigen Jahrhunderten ausgegangen, wohingegen Erdgas und Erdöl innerhalb der nächsten 50 bis 150 Jahre erschöpft sein würden.

Allerdings wird das Klimasystem Erde die vollständige Umwandlung fossiler Brennstoffe in atmosphärisches CO<sub>2</sub> (rund 2800 Gt ab dem Jahr 2000 [10]) nicht ohne massive und zeitnahe (d.h. innerhalb von Dekaden) Änderungen tolerieren. Internationaler Konsens ist deshalb, die Erderwärmung langfristig auf 2 oder sogar 1.5 °C im Vergleich zum vorindustriellen Wert zu limitieren [11], um zumindest die gefährlichsten Folgen des Klimawandels abzuwenden und die Wahrscheinlichkeit sog. Kipp-Prozesse zu minimieren [12]. Um dieses Ziel zu erreichen, müssen sich die atmosphärischen Treibhausgas-Konzentrationen bei etwa 450 ppm CO<sub>2</sub>-Äquivalenten stabilisieren [5]. Hierfür beträgt das kumulative Globalbudget von 2000 bis 2050 in Abhängigkeit der verwendeten Klimamodelle und des Konfidenzintervalls nicht mehr als 1000 Gt CO<sub>2</sub> (bzw. 1500 Gt CO<sub>2</sub>-Äquivalente der Kyoto-Gase) [10, 13]. Die jährliche Emissionsmenge muss dafür umgehend bzw. sehr zeitnah ihr Maximum erreichen und dann bis 2050 auf Werte zwischen 0 und 5 Mrd. t CO<sub>2</sub> / Jahr limitiert werden. Die Menschheit ist also mit immensen Herausforderungen und sich rasch schließenden Handlungsfenstern konfrontiert.

International verbindliche Übereinkünfte werden sich nur dann erzielen lassen, wenn in einer für alle Staaten akzeptablen und für gerecht angesehenen Form, z.B. folgende Leitsätze als Grundlage zur Bestimmung nationaler Emissionsbudgets dienen [13]: Das *Verursacherprinzip*, das den Industrieländern mit hohen historischen Emissionswerten eine besondere Verantwortlichkeit zukommen lässt, das *Vorsorgeprinzip*, das auch den Entwicklungsländern eine nachholende, auf fossilen Energieträgern beruhende Entwicklung untersagt sowie das *Gerechtigkeitsprinzip*, das jedem Individuum prinzipiell die gleichen Emissionsrechte zubilligt. Nicht zuletzt muss auch in der Frage der Finanzierung und der Verteilung der Lasten eine Antwort gefunden werden.

Neben den notwendigen politischen und gesellschaftlichen Anstrengungen muss vor allem ein revolutionärer Technologiewandel stattfinden. Dieser Wandel muss eine Vielzahl von Maßnahmen in unterschiedlichsten Sektoren beinhalten. Hervorzuheben ist der eingangs erwähnte Energiesektor (öffentlich, industriell und privat), da mindestens 80 % der anthropogenen CO<sub>2</sub>-Emissionen in Zusammenhang mit der energetischen Nutzung fossiler Brennstoffe, d.h. Verbrennung und Umwandlung in Nutzenergie (Wärme, Elektrizität oder mechanische Arbeit), stehen [14]. Wichtige technologische Aspekte sind hierbei erstens eine *Energieeffizienz-Steigerung* bereits etablierter Technologien, um den Primärenergieeinsatz und damit den CO<sub>2</sub>-Ausstoß pro Nutzenergie bzw. die Menge benötigter Endenergie zu reduzieren, zweitens die Entwicklung und der breite Einsatz sog. *Carbon-Capture-and-Storage* (CCS)-Technologien, um bei Prozessen entstandenes CO<sub>2</sub> abzutrennen und geologisch oder marin zu sequestrieren sowie letztlich eine konsequente Umstrukturierung auf gänzlich CO<sub>2</sub>-neutrale *regenerative* bzw. *unerschöpfliche Energieformen*.

Die kurz- bis mittelfristigen technischen Maßnahmen, den Ausstoß von Treibhausgasen, allen voran CO<sub>2</sub>, zu reduzieren, umfassen vor allem Effizienzsteigerungen bei der energetischen Nutzung *fossiler* Energieträger, da diese einen Großteil des gesamten Primärenergieaufkommens ausmachen (s.o.). Aber selbst in einer *nicht fossilen*, auf erneuerbaren Quellen basierenden Energiewirtschaft könnten Wasserstoff, Biogase und -kraftstoffe und damit die Technik zu deren Verbrennung, eine wichtige Rolle einnehmen. Gerade in Bezug auf diese Brennstoffe muss auch den Emissionen klassischer Luftschadstoffe (CO, SO<sub>2</sub>, NO<sub>x</sub>, flüchtige Kohlenwasserstoffe, Ruß und anderer Feinstäube [15]) sowie von Schall bzw. Lärm in technischen Verbrennungssystemen Beachtung geschenkt werden. Nicht zuletzt spielen Kosten- und Zuverlässigkeitsaspekte eine Rolle.

Die Verbrennungsforschung im weitesten Sinne beschäftigt sich mit dem Verständnis des Phänomens Verbrennung und trägt so zu den nötigen technischen Neu- und Weiterentwicklungen bei. Die spezifischen Forschungsfelder sind dabei so zahlreich wie die involvierten Phänomene und Wechselwirkungen und reichen von den physikalisch-chemischen Grundlagen bis hin zur technischen Anwendung, vom Experiment bis zur numerischen Simulation und von der Entwicklung bis zur Applikation der nötigen experimentellen und numerischen Techniken.

Die vorliegende Arbeit ist im Bereich der anwendungsorientierten Grundlagenforschung einzuordnen und beschäftigt sich mit der experimentellen Charakterisierung generischer, aber technisch relevanter Flammen.

## 1.2 Kontext dieser Arbeit

### 1.2.1 Charakteristika technischer Verbrennungsprozesse

Die technische Verbrennung ist i.Allg. ein komplexer Vorgang, der vielfältige physikalische und chemische Prozesse umfasst und sich über einen weiten Bereich von Zeit- und Größenskalen erstreckt. Involvierte Phänomene und Aspekte sind z.B.:

- **Komplexe Geometrie** – Technische Verbrennungssysteme (z.B. Brennkammern von Turbinen oder Kraftwerken, Verbrennungsmotoren, ...) sind meist komplizierte Konstruktionen mit einer Vielzahl von Komponenten stark unterschiedlicher Größen. Die Geometrie kann dabei auch zeitlich variabel sein.
- **Turbulente 3-dimensionale Strömung** – Technische Verbrennungssysteme sind i.d.R. für einen großen Durchsatz ausgelegt. Die hohen Strömungsgeschwindigkeiten bewirken dabei in Wechselwirkung mit der Geometrie die Ausbildung von Turbulenz.
- **Dynamik** – Technische Verbrennung ist stets ein dynamischer, instationärer (auch *transient* genannter) Prozess, der sowohl die *homogene* Instationarität der Turbulenz als auch ggf. die *inhomogene* Instationarität (z.B. bei Zünd- und Löschvorgängen) umfasst.
- **Phasenübergänge und Mehrphasenströmung** – Bei mit flüssigen oder festen Brennstoffen operierenden Systemen treten Mehrphasenströmungen auf, d.h. es finden wechselseitige Interaktionen zwischen Fluid und Partikeln bzw. Tropfen statt. Der Phasenübergang in die Gasphase spielt eine entscheidende Rolle für die anschließende Verbrennung.
- **Gemischbildung und Stofftransport** – Die Mischung zwischen gasförmigem Brennstoff und Oxidator (z.B. Luft) durch konvektiven und diffusiven Stofftransport entscheidet über die lokale stoffliche Zusammensetzung und darüber, ob das Gemisch zündfähig und brennbar ist. Die Zusammensetzung stellt die Rahmenbedingungen für die chemische Reaktion dar und beeinflusst somit maßgeblich den thermodynamischen Zustand (d.h. Temperatur und Zusammensetzung) nach der Verbrennung.
- **Chemische Reaktion, Zündung, Verlöschung und Wärmefreisetzung** – Die thermodynamischen und reaktionskinetischen Abläufe entscheiden über den Ausbrand (und damit über die Effizienz der Verbrennung) und die Bildung von Schadstoffen, wie Ruß, unverbrannten Kohlenwasserstoffen, Kohlenstoffmonoxid oder Stickoxi-

den. Zur Zündung und stabilen Verbrennung muss dem System zudem externe oder interne Wärmeenergie zugeführt werden. Die freigesetzte Wärme und die damit verbundene Druck- oder Volumenerhöhung stellt die intendierte Sekundärenergie dar.

- **Wärmetransport und Wandwechselwirkung** – Der Wärmetransport ist in Hinblick auf die Zündung entscheidend für die Stabilisierung der Verbrennung. Der konvektive oder strahlungsbedingte Wärmeübergang auf die Wände des Systems kann zu einer Verlangsamung der chemischen Reaktion oder lokaler Verlöschung führen und beeinflusst so das Ausbrandverhalten und die Schadstoffproduktion. Die Wände selbst werden thermisch belastet und ggf. in Mitleidenschaft gezogen, wenn sie nicht ausreichend gekühlt werden.
- **Strukturveränderungen** – Thermische und mechanische Kräfte führen zu mikroskopischen (Materialdegradation) oder makroskopischen (z.B. Wärmedehnung, Deformation, Schallentwicklung) Veränderungen des Systems.
- **Multilaterale Interaktionen** – Die gegenseitigen Wechselwirkungen aller genannten Phänomene macht die theoretische Beschreibung der technischen Verbrennung außerordentlich komplex, sodass i.Allg. lediglich mehr oder weniger isolierte und vereinfachte Teilaspekte betrachtet werden können.

Das Verständnis all dieser Vorgänge ist essentiell für die Weiterentwicklung und Verbesserung praktischer Verbrennungssysteme.

### 1.2.2 Mathematische Beschreibung technischer Verbrennung

Die treibende Motivation der Verbrennungsforschung ist letztendlich die Verbesserung technischer Verbrennungssysteme. Die heuristische Methode von „Versuch und Irrtum“ ist angesichts der Vielzahl involvierter Parameter und Komplexität der Wechselwirkungen allerdings mühselig und wenig Erfolg versprechend. Das Ziel muss daher sein, die einzelnen Abläufe durch Beobachtung bestmöglich zu verstehen und physikalisch-mathematische Modelle zu deren Beschreibung zu abstrahieren. Die Gesamtheit dieser Modelle unter Berücksichtigung ihrer Wechselwirkungen müsste dann in der Lage sein, ein technisches System abzubilden. Zwei grundsätzliche Probleme erschweren diesen Ansatz: Zum einen sind viele Prozesse nicht das, was man gemeinhin als deterministisch bezeichnet, d.h. sie haben einen probabilistischen Charakter und verhalten sich mitunter chaotisch. Chaotische Systeme hängen empfindlich von den Anfangsbedingungen ab, die für einen technischen Prozess nie mit hinreichender Genauigkeit bekannt oder kontrollierbar sind. Zum anderen lassen sich die beschreibenden nicht linearen Differentialgleichungen nicht analytisch, sondern nur numerisch lösen. In Kombination mit der durchaus beachtlichen Größe eines Verbrennungssystems und der Spanne der involvierten Skalen und Phänomene sind beträchtliche Ressourcen an Rechen- und Speicherkapazität zur Lösung des numerischen Problems nötig. Deshalb müssen zwangsläufig approximative Modelle angewandt werden. Die numerische Untersu-

chung eines oder mehrerer Modelle innerhalb eines definierten Parameterraums wird dann als *Simulation* bezeichnet. Weist diese eine hinreichende Übereinstimmung mit der Realität auf, kann sie einerseits genutzt werden, einzelne Prozesse besser zu verstehen oder andererseits Prädiktionen über die Reaktion des Systems bei geänderten Randbedingungen zu machen und auf diese Weise eine Optimierung herbeizuführen. Die Simulation kann dabei Bereiche zugänglich machen, die sich der experimentellen Beobachtung entziehen, und trägt dazu bei, technische Entwicklungsprozesse effektiver zu gestalten. Da heutzutage quasi ausschließlich Computer die Simulation durchführen, hat sich der Begriff *Computational Fluid Dynamics* (CFD) durchgesetzt.

Die Überprüfung, ob und unter welchen Randbedingungen eine Simulation korrekte Aussagen über das tatsächliche Verhalten macht, wird *Validierung* genannt und erfolgt über den Vergleich mit experimentellen Beobachtungen, d.h. konkreten physikalischen Messgrößen. Im Kontext der Verbrennungssimulation interessieren dabei vor allem Größen wie die Temperatur und Spezieskonzentrationen als Repräsentanten des chemischen Zustandes sowie die Geschwindigkeit als maßgebliche Größe des Strömungsfeldes, da diese für das gewünschte technische Verhalten des Systems entscheidend sind. Bei stochastischen Prozessen, wie etwa turbulenten Strömungen, muss der Vergleich auf statistischem Wege, d.h. mit den entsprechenden Momenten von Wahrscheinlichkeitsverteilungen, erfolgen.

### 1.2.3 Anforderungen an experimentelle Validierungsdaten

Die speziellen Anforderungen an experimentelle Validierungsdaten im Kontext der CFD von Verbrennungssystemen hängen im Einzelnen von der adressierten Fragestellung ab, dennoch lassen sich einige allgemein anerkannte Regeln [16] formulieren. Es ist dabei nicht zwangsläufig nötig oder überhaupt möglich, alle im Folgenden genannten Punkte zu erfüllen, da experimentelle Notwendigkeiten und numerische Anforderungen sich durchaus konträr verhalten können. Je mehr Kriterien jedoch erfüllt sind, desto höher wird die Aussagekraft des Vergleichs und desto eher kann man, bei Übereinstimmung, die Simulation bzw. die enthaltenen Modelle als validiert ansehen.

Die experimentellen Anforderungen lassen sich als zugehörig zu drei Bereichen klassifizieren. Für jeden Bereich werden im Anschluss die wesentlichen im Kontext dieser Arbeit erfüllten Aspekte beispielhaft vorweggenommen. Zur detaillierten Erklärung der Konzepte und Begrifflichkeiten sei auf die entsprechenden Kapitel verwiesen.

Zentraler Punkt ist das **Messobjekt**, das folgenden Punkten genügen muss oder sollte:

- **Adaption an die Fragestellung** – Das Messobjekt sollte möglichst isoliert die physikalisch-chemischen Attribute aufweisen, auf welche die theoretischen Modelle abzielen. Typische Untersuchungsobjekte weisen deshalb eine im Vergleich zur realen technischen Applikation reduzierte Komplexität auf – sie werden als *generische Konfigurationen* bezeichnet.

- **Parametervariationen** – Ein brauchbares Modell muss zumindest einen Bereich ähnlicher Randbedingungen korrekt abbilden können. Somit sollte auch die experimentelle Validierungsbasis Parametervariationen umfassen. Meist wird darunter eine Abwandlung der fluidischen Eigenschaften verstanden, also z.B. eine Änderung der Strömungsgeschwindigkeit oder der Brennstoffzusammensetzung. Auch entsprechende nicht reagierende Konfigurationen sind wünschenswert, um bestimmte Bestandteile der Simulation unter vereinfachten Bedingungen testen zu können.
- **Definierte Randbedingungen** – Da Strömungssysteme mitunter sensitiv auf die Randbedingungen reagieren, müssen sowohl Geometrie als auch Betriebsparameter klar definiert und dokumentiert sein. Dies erfordert zusätzlichen experimentellen Aufwand und ggf. Einbeziehung komplementärer Methoden.
- **Applikation der Messtechnik** – Das generische System muss sowohl für die Messung der Zielgrößen als auch für die der Randbedingungen zugänglich sein. Im Kontext moderner Laserdiagnostik (vgl. [KAPITEL 3.2](#)) versteht man darunter meist die optische Zugänglichkeit.

Die in dieser Arbeit untersuchten vorgemischten Flammen (vgl. [KAPITEL 3.1](#)) weisen einerseits hohe Turbulenzgrade, andererseits eine Stratifizierung (Schichtung), d.h. eine räumliche Variation des Brennstoff-Luft-Verhältnisses, auf. Sie dienen der Untersuchung der Chemie-Turbulenz-Interaktion im Allgemeinen und des Einflusses der Stratifizierung auf die vorgemischte Verbrennung im Speziellen. Darüber hinaus sind Geometrie des Brenners und Strömungsfeld bewusst einfach gehalten: Beides ist rotationssymmetrisch und Phänomene wie Drall oder Rezirkulation werden weitestgehend vermieden. Die axiale Ausdehnung des Brenners gewährleistet eine definierte Zuströmung zur Verbrennungszone. Zahlreiche Variationen der Einströmbedingungen, des Brennstoffes, der Brennstoffzusammensetzung sowie begleitende nicht reagierende Konfigurationen spannen einen weiten Parameterbereich auf. Die Brennerdüse ist für die Zugänglichkeit optischer Abbildungssysteme kleiner F-Zahl geeignet.

Der zweite Bereich umfasst Aspekte der angewandten **Messtechnik**:

- **Multi-Dimensionalität** – Die Messgröße sollte prinzipiell in möglichst vielen Raumrichtungen und der Zeit erfasst werden. Eine 4-dimensionale Messung, d.h. eine gleichzeitige volumetrische Erfassung der Messgröße innerhalb korrelierter Zeitabstände, stellte sozusagen das Höchstmaß der Diagnostik dar. Aus solch einer Messung könnten sämtliche zur Beschreibung des Systems nötigen räumlichen und zeitlichen Ableitungen bestimmt werden. In der Praxis ist eine der Symmetrie der Strömung angepasste Dimensionalität meist ein guter Kompromiss.
- **Multi-Skalarität** – Je mehr Messgrößen (z.B. Komponenten eines Geschwindigkeitsvektors, Temperatur, Konzentrationen...) gleichzeitig erfasst werden, desto höher wird der Informationsgehalt der Messung, da neben der Kenntnis der einzelnen Messgrößen auch Korrelationen zwischen selbigen bestimmt werden können.



- **Minimal-Intrusivität** – Der Messvorgang selbst sollte das Messergebnis nicht oder möglichst wenig verfälschen.
- **Maximales räumliches und zeitliches Auflösungsvermögen** – Im Idealfall werden die turbulenten Zeit- und Längenmaße vollständig aufgelöst und Gradienten hinreichend diskretisiert.
- **Maximale Genauigkeit und Präzision** – Systematische und statistische Unsicherheiten sollten so gering als möglich gehalten werden. Systematische Fehler können durch sorgfältige und wiederholte Kalibrier- und Referenzmessungen minimiert werden. Auch empfiehlt sich in diesem Kontext der Einsatz redundanter Messtechniken. Hohe Signal-zu-Rausch-Verhältnisse (und eine umfangreiche Statistik) minimieren die statistischen Fehler.
- **Dokumentierte Charakteristika** – Die für den Vergleich wichtigen Eigenschaften der Messtechnik, wie etwa räumliche und zeitliche Diskretisierung, Genauigkeit und Präzision, sollten bekannt und entsprechend dokumentiert sein.

In der vorliegenden Arbeit wurde eine 2-Komponenten-Laser-Doppler-Anemometrie zur Messung von Fluidgeschwindigkeiten verwendet und die Messwerte mit *Particle-Image-Velocimetry*-Ergebnissen verglichen. Letztere liefert zeitlich korreliert zwei Komponenten der Geschwindigkeit in einem 2-dimensionalen Feld, was dem rotationssymmetrischen Strömungsfeld angemessen ist. Die Technik der Raman/Rayleigh-Streuung ermöglicht die instantane Messung der Hauptspezies-Stoffmengenanteile und der Temperatur und kann somit den thermo-kinetischen Zustand vollständig bestimmen. Die ersten beiden Techniken sind nur insofern intrusiv, als dass der Strömung Partikel hinzugefügt werden müssen, letztere kann als nicht intrusiv angesehen werden. Alle Messtechniken erzeugen Momentaufnahmen der Prozesse und lösen zumindest integrale Längenmaße auf. Bei guter bis sehr guter Präzision und Genauigkeit wurden mögliche Fehler- und Ungenauigkeitsquellen sorgfältig analysiert und quantifiziert.

Der dritte Bereich beinhaltet Aspekte der Gesamtheit und **Durchführung der Messungen**:

- **Redundanz- und Komplementärmessungen** – Je mehr Messgrößen erfasst werden, desto umfassender wird das Bild. Für den Vergleich mit Modellen sollten zumindest Punktstatistiken der Geschwindigkeiten und einiger Skalare vorliegen. Im Optimalfall kann eine eindeutige Aussage sowohl über die Mischung als auch den Reaktionsfortschritt gemacht werden. Redundanzmessungen erhöhen die systematische Genauigkeit oder lassen zumindest eine Abschätzung der potenziellen Fehler zu.
- **Räumliche Ausdehnung und Diskretisierung des Messgebietes** – Die relevanten Bereiche der reaktiven Strömung sollten charakterisiert werden. Das bedeutet, dass Messungen sowohl düsen-nah als auch -fern stattfinden und unter Beachtung der Symmetrie der Strömung einen repräsentativen Raumausschnitt erfassen (z.B. von der Symmetrieachse bis in die radiale Peripherie). Idealerweise beginnt die Charak-

terisierung sogar am Beginn des Rechengebietes, welches i.d.R. deutlich stromauf des Düsenaustritts liegt. Bei Punkt- oder Linienmessungen sollten diese den physikalischen Raum ausreichend fein abrastern, um (mittlere) räumliche Gradienten ausreichend glatt erfassen zu können.

- **Adäquate Statistik** – Abhängig von der angestrebten Präzision und dem Fluktuationsniveau der Strömung muss eine ausreichende Anzahl von Einzelereignisse aufgezeichnet werden, um statistische Momente hoher Konfidenz berechnen zu können.
- **Bereitstellung gebräuchlicher Zielgrößen** – Meist wird die Zielgröße von Interesse (z.B. die Temperatur) nicht direkt gemessen, sondern aus der primären Messgröße (z.B. der Streuintensität) abgeleitet. Zielgrößen sind sinnvollerweise physikalische Größen, die das *Messobjekt* charakterisieren und nicht die *Messtechnik*. Die Zielgröße muss i.Allg. mit den Simulationsergebnissen vergleichbar sein, ohne dass zusätzliche Informationen (z.B. der Auswertung) einbezogen werden müssen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Geschwindigkeitsmesstechniken (Laser-Doppler-Anemometrie und *Particle Image Velocimetry*) teilweise redundant eingesetzt. Sowohl umfassende Geschwindigkeitsmessungen mit hervorragender, als auch Skalarfeld-Messungen mit guter Statistik einzelner stratifizierter Flammen liegen vor. Statistische Momente und Korrelationsgrößen wie Zeit- und Längenmaße wurden berechnet.

### 1.3 Zielstellung dieser Arbeit und Stand des Wissens

Der *International Workshop on Measurement and Computation of Nonpremixed Flames* (TNF) [17] bündelt seit 1996 die experimentellen und numerischen Anstrengungen zum Verständnis turbulenter Flammen. Er stellt dabei ein wissenschaftliches Netzwerk dar und schlägt Prioritäten für zukünftige Forschungen vor. Im Zentrum des Fokus steht die Chemie-Turbulenz-Interaktion bei generischen Konfigurationen bewusst reduzierter Komplexität (simple Geometrie, einfache Brennstoffe, inkompressible Einphasen-Strömung, moderater Druck).

Während für nicht und partiell vorgemischte Flammen dank des TNF bereits eine umfangreiche, für die Validierung von Diffusionsflammen-Modellen geeignete Datenbasis existiert, ist dies für vorgemischte und geschichtete (stratifizierte) Konfigurationen nicht der Fall [16]. Gerade vorgemischte Flammen bieten in der technischen Verbrennung jedoch essentielle Vorteile, weil sie, im Vergleich zu Diffusionsflammen, weniger Ruß, unverbrannte Kohlenwasserstoffe und bei magerer Verbrennungsführung auch weniger thermisches NO<sub>x</sub> bilden. Zudem setzen sie viel Leistung auf kleinem Raum um. Gleichzeitig besteht die Gefahr des Flammenverlöschens oder -rückschlagens – beides muss bei technischen Systemen zwingend vermieden werden. Speziell stratifizierte Flammen bieten interessante Perspektiven, da sie eine global magere Verbrennungsführung mit lokal stöchiometrischen oder brennstoffreichen Bedingungen kombinieren können. Der Effekt der Stratifizierung spielt des Weiteren

bereits eine Rolle, wenn sich vorgemischter Brennstoff mit Sekundärluft vermischt, wie es in vielen praktischen Anwendungen der Fall ist.

*Zielstellung dieser Arbeit ist es daher, eine Serie turbulenter, stratifizierter Flammen experimentell so zu charakterisieren, dass die Daten zur Validierung von Vormischflammen-Modellen, speziell im Kontext der sog. Grobstruktur-Simulation (Large Eddy Simulation, LES), geeignet sind. Darüber hinaus sollen die Erkenntnisse dem besseren Verständnis der Auswirkung von Stratifizierung auf die vorgemischte Verbrennung dienen und die Implikationen für die Modellierung bewertet werden.*

Der folgende Abschnitt gibt zunächst einen Überblick über experimentelle Arbeiten auf dem Gebiet der **vorgemischten** und dann speziell der **stratifizierten** Flammen im Kontext der Modellvalidierung. Auf die numerischen Ansätze zur Modellierung wird in [KAPITEL 2.3.2](#) eingegangen. Untersuchungen im Kontext motorischer Verbrennung seien aufgrund des speziellen Charakters an dieser Stelle explizit ausgenommen.

1996 wurde von Nguyen et al. [18] eine vorgemischte, laminare, brennstoffreiche Methan ( $\text{CH}_4$ )-**Freistrah-Flamme** (sog. *Jet*) hinsichtlich Temperatur- und Konzentrationsfeld charakterisiert. Buschmann et al. [19] untersuchten das Strömungs- und Temperaturfeld einer pilotierten Erdgas-Flamme und Lee et al. [20] maßen Geschwindigkeiten in einer koannularen  $\text{CH}_4$ -Flamme.

Ebenfalls 1996 veröffentlichten Chen et al. [21] eine recht vollständige Datenbasis (Geschwindigkeit, Temperatur, Spezieskonzentrationen, turbulente kinetische Energie, Längengröße, Fortschrittsvariable) einer hochturbulenten pilotierten vorgemischten  $\text{CH}_4$ -Freistrahlf Flamme.

Eine Serie pilotierter magerer bis stöchiometrischer Propan ( $\text{C}_3\text{H}_8$ )-Flammen und magerer bis brennstoffreicher Erdgas-Flammen wurden von Kalt et al. [22] sowie Frank et al. [23] in Hinblick auf den Skalarfluss der Fortschrittsvariable untersucht, die Daten stellen aber keine umfassende Datenbasis dar.

Konzentrationen und Temperaturen wurden von Frank et al. [24] in einer Reihe pilotierter magerer  $\text{CH}_4$ -*Jets* bestimmt.

Eine *Jet*-Flamme mit einem zusätzlichen einhüllenden Abgasstrom (sog. *Vitiated Coflow*) wurde aktuell von Dunn et al. [25, 26] vermessen. Die hochturbulente Flamme weist deutliche Effekte endlich schneller Chemie (sog. *Finite-Rate-Chemistry*-Effekte), z.B. lokales Verlöschen und Wiederentzündung, auf. Detaillierte Messungen der Flammenfront-Struktur, der Temperatur und Stoffmengenanteile der Hauptspezies sowie der Reaktionsrate stellen nicht nur eine fundierte Datenbasis dar, sondern gewähren auch tiefe Einblicke in die Chemie-Turbulenz-Interaktion.

Ein eher akademischer Typ von Flammen sind **Gegenstrom-Flammen** (sog. *Opposed Jet*), weil sich an ihnen durch die einfache Strömungsgeometrie und Konstruktion besonders gut grundlegende Phänomene untersuchen lassen. Bei einer Gegenstrom-Flamme treffen zwei

Ströme in einer Stagnationsebene aufeinander, in der sich zwei nahezu flache Flammen stabilisieren.

Kostiuk et al. [27, 28, 29] veröffentlichten beginnend 1993 zahlreiche Untersuchungsergebnisse zu verschiedenen vorgemischten  $\text{CH}_4$ - und  $\text{C}_3\text{H}_8$ -Gegenstrom-Flammen sowie isothermen Analoga. Die Daten reichen von den statistischen Momenten des Geschwindigkeitsfeldes, Turbulenzspektren und Längenmaßen über die Verteilung der Fortschrittsvariablen und das Verlöschverhalten bis hin zur Orientierung und Krümmung instantaner Flammenfronten.

Geschwindigkeitsfelder, Fortschrittsvariable und turbulente Brenngeschwindigkeiten von nicht weniger als 16 mageren bis brennstoffreichen  $\text{CH}_4$ -Flammen wurden 1996 von Bourguignon et al. [30] gemessen.

Eher qualitativ, und deshalb nur sehr bedingt zur umfassenden Validierung geeignet, untersuchten Sardi et al. [31], Korusoy und Whitelaw [32] sowie Luff et al. [33] von 2000 bis 2003 Verlöschgrenzen von verschiedenen u.a. vorgemischten  $\text{CH}_4$ -,  $\text{C}_3\text{H}_8$ - und  $\text{C}_2\text{H}_4$  (Ethen)-Flammen mit und ohne akustischer Einström-Modulation.

Der turbulente Skalarfluss in einer vorgemischten Gegenstrom-Flamme wurde 2002 von Kalt et al. [34] quantifiziert.

Erst 2007 erstellten Lindstedt et al. [35] eine Datenbasis einer Serie magerer  $\text{CH}_4$ -,  $\text{C}_3\text{H}_8$ - und  $\text{C}_2\text{H}_4$ -Gegenstrom-Flammen samt isothermer Analoga, die sich jedoch bis jetzt auf Geschwindigkeitsdaten beschränkt.

Eine translationssymmetrische sog. **V-Flamme** wird stromab eines draht- oder stabförmigen Strömungshindernisses stabilisiert. Ausgehend von dem Hindernis bilden sich zwei Flammenäste aus, welche diesem Typ von Flamme den Namen geben.

1998 maßen Soika et al. [36] Geschwindigkeits- und Temperaturfelder, 3D-Temperaturgradienten, die Fortschrittsvariable und Längenmaße in solch einer mageren  $\text{CH}_4$ -Flamme mit artifizierter aber geringer Turbulenz.

Most et al. [37, 38] demonstrierten ab 2001 in einer mageren  $\text{CH}_4$ -V-Flamme (und einer Staukörper-Flamme) die simultane Messung von Geschwindigkeiten und Temperaturfeldern und bestimmten den turbulenten Skalarfluss und den Reaktionsfortschritt.

Punktueller Untersuchungen von Sattler et al. [39] und Vorarbeiten [40, 41] zur Orientierung der Flammenfronten und Größe der Flammenfläche in verschiedenen  $\text{CH}_4$ - und  $\text{C}_2\text{H}_4$ -Flammen fanden im Kontext der Modellierung der turbulenten Brenngeschwindigkeit statt.

Mehrere mit **niedrigem Drall** (*Low Swirl*) stabilisierte  $\text{CH}_4$ -Vormischflammen wurden bereits 1995 erstmals von Cheng [42, 43] konzipiert und das Strömungsfeld hinsichtlich Momenten, Längenmaßen und Turbulenzspektrum quantitativ charakterisiert. Weitere Untersuchungen [44, 45] erweiterten die Daten um Messungen der Temperatur, der turbulenten Brenngeschwindigkeit sowie der Flammenfrontkrümmung und -länge. Der Brenner bestand aus einem zentralen *jet*-ähnlichen Strom, umgeben von einer durch tangentielle Einlässe verdrallten Strömung.

Zahlreiche aktuelle Untersuchungen von Petersson et al. und Nogenmyr et al. [46, 47, 48] existieren zu einem Niedrigdrall-Brenner, dessen Konzept an obigen Brenner angelehnt ist, der Drall jedoch durch einen Axial-Draller erzeugt wird. Für die abgehobenen  $\text{CH}_4$ -Flammen wurden Geschwindigkeiten, konditionierte Geschwindigkeiten, Temperaturen und Mischungseigenschaften gemessen. Die Flammenserie ist vor allem interessant, um Stratifizierungs- und Verlöscheffekte in der Sekundärluft-Region zu untersuchen.

An einer eingeschlossenen  $\text{CH}_4$ -Konfiguration mit **hohem Drall** (*High Swirl*) und sehr hohem Turbulenzniveau wurden 2002 von Ji und Gore [49] Geschwindigkeitsfelder und Wirbelstärken vermessen. Der Drall wird bei diesem Typ von Brenner durch tangentielle Einströmung des gesamten Brennstoffs erzeugt.

Die *Arbeitsgemeinschaft Technische Flammen* (TECFLAM) untersuchte technisch orientierte Erdgas/ $\text{CH}_4$ -Flammen mit hohem Drall, darunter auch umfassend charakterisierte und zur Modellvalidierung geeignete Vormischflammen. Zur Stabilisierung dient zusätzlich zum Drall ein zentraler Staukörper. Die Untersuchungen reichen vom Geschwindigkeitsfeld, Zeit- und Längenmaßen, Energiedichtespektren [50, 51] über konditionierte Geschwindigkeiten und turbulente Transporteigenschaften [52] zu Temperatur- und Konzentrationsfeldern [53] sowie dem Rückschlag-Verhalten [54, 55].

Anwendungsnahe **Brennkammern** besitzen sowohl in Aspekten der Geometrie als auch des Strömungsfeldes und der auftretenden physikalischen Effekte einen hohen Komplexitätsgrad. Zusätzlich treten wechselseitige Interaktionen zwischen Brennkammer und Turbine bzw. Kompressor auf. Die umgebenden Wände, erhöhter Druck und hohe Strömungsgeschwindigkeiten erschweren experimentelle wie numerische Untersuchungen. Gleichzeitig können zukünftige Anforderungen an Flug- und stationäre Gasturbinen hinsichtlich Kraftstoffeffizienz und Schadstoffemissionen vermutlich nur erreicht werden, wenn die relevanten Vorgänge besser verstanden werden. Insofern trägt auch die grundlagenorientierte Forschung an solchen Systemen zu den technischen Entwicklungen von morgen bei.

So führten aktuell Meier et al. und Wehr et al. [56, 57] zahlreiche Untersuchungen an unterschiedlichen atmosphärischen und bis 10 bar Druck beaufschlagten  $\text{CH}_4$ /Erdgas-Brennkammern mit Drall-Injektor durch. Es wurden sowohl Geschwindigkeiten als auch Hauptspezieskonzentrationen, Mischungsgrad und Temperatur gemessen, um Effekte der Turbulenz-Chemie-Interaktion zu identifizieren und die Mechanismen thermo-akustischer Rückkopplungen zu verstehen.

Von Oefelein et al. [58] wird über laufende Arbeiten an einer eingeschlossenen mageren Drall-Konfiguration berichtet, die speziell der Validierung von numerischen Simulationen dienen soll.

Besson et al. [59] untersuchten bereits 2000 eine  $\text{C}_3\text{H}_8$ -Flamme im Nachlauf zweier expandierender turbulenter Rohrströmungen (sog. ORACLES-Brennkammer). Diese Konfiguration wurde später (s.u.) auch zur Generierung stratifizierter Flammen genutzt.

Während alle oben genannten Flammen eine Brennstoffstratifizierung höchstens als Nebeneffekt im Übergang zur Sekundärluftzone aufweisen, ist die Intention der im Folgenden ge-

nannten Flammen die gezielte Präparation einer Schichtung, welche im Bereich der reaktionsfähigen bzw. reagierenden Mischung lokalisiert ist. Instantane Flammenfronten sollen dabei durch einen Äquivalenzverhältnis-Gradienten hindurch brennen.

Kang und Kyritsis [60, 61, 62, 63] realisierten ein solches System innerhalb einer Kammer und untersuchten von 2005 bis 2009 laminare Flammen, die in graduell magerere als auch reichere  $\text{CH}_4$ /Luft-Mischungen hinein brannten. Für den mageren Fall wiesen sie eine signifikante Erhöhung (bis Faktor 2) der laminaren Brenngeschwindigkeit in geschichteten im Vergleich zu korrespondierenden quasi-homogenen Mischungen für Zusammensetzungen nahe der unteren Verlöschgrenze nach. Zusätzlich wurde letztere bis weit in den mageren Bereich ausgeweitet. Für den brennstoffreichen Fall wurden ebenfalls eine Erhöhung der Brenngeschwindigkeit und eine Erweiterung der oberen Verlöschgrenze beobachtet. Die Autoren stellen die These auf, dass diese Effekte nicht ursächlich vom lokalen Äquivalenzverhältnis-Gradienten, sondern vom Enthalpiefluss von der Abgaszone zur Reaktionszone und somit von der Historie der Flammenfront abhängen. Durch den Enthalpiefluss erhöhe sich die lokale Temperatur auf Werte über der adiabaten Flammentemperatur und beschleunige die chemische Reaktion. Der Effekt der Stratifizierung wirke sich somit besonders stark aus, wenn einerseits steile Äquivalenzverhältnis-Gradienten in der Größenordnung der Flammendicke oder andererseits eine starke Abhängigkeit der Brenngeschwindigkeit vom Äquivalenzverhältnis vorläge, wie es nahe der Verlöschgrenze der Fall ist. Eine beobachtete Abnahme der Brenngeschwindigkeit nahe der oberen Verlöschgrenze wird auf eine starke Produktion von Verbrennungsintermediaten wie  $\text{H}_2$  und  $\text{CO}$  zurückgeführt. Für ausreichend weit von der Verlöschgrenze entfernte geschichtete Mischungen kann die Ausbreitung der Flamme dagegen gut als Abfolge einzelner vorgemischter Flammenfronten angenähert werden (sog. Quasi-Homogenität).

Galizzi und Escudié [64] machten 2006 qualitativ ähnliche Beobachtungen in einer stratifizierten, laminaren V-Flamme, wonach eine Flammenfront in Richtung des Gradienten des Äquivalenzverhältnisses beschleunigt wird.

Stratifizierte turbulente Verbrennung wurde kürzlich an der bereits oben erwähnten ORACLES-Brennkammer von Nguyen et al. [65] untersucht. Neben einer homogenen wurden unterschiedlich stratifizierte magere  $\text{C}_3\text{H}_8$ -Konfigurationen experimentell hinsichtlich Geschwindigkeitsfeldern, Turbulenzspektren und Verlöschverhalten charakterisiert.

Renou et al. [66] analysierten 2004 die Topologie frei propagierender turbulenter Flammenfronten in homogenen sowie geschichteten  $\text{C}_3\text{H}_8$ -Mischungen und beobachteten eine breitere Verteilung der Flammenwinkelung im letzteren Fall.

2006 bis 2008 führten Degardin et al. [67] und Robin et al. [68] sowohl Experimente an als auch Simulationen zu stratifizierten  $\text{CH}_4$ -V-Flammen mit artifizieller Turbulenz durch. Durch Messung des lokalen  $\text{CH}_4$ -Stoffmengenanteils und der Temperatur konnten Flammenfrontdicken bestimmt und gezeigt werden, dass diese kleiner in stratifizierten als in homogenen Mischungen sind.

Ein analoger Brenner wurde von Hochgreb konzipiert und das Skalarfeld (instantane Temperatur, Stoffmengenanteile, Äquivalenzverhältnis und Flammenfront-Position) der stratifizierten, moderat turbulenten V-Flammen von Barlow et al. [69] und Anselmo-Filho et al. [70] charakterisiert. Die Ergebnisse zeigen, dass, wie im laminaren Fall, die untere Brennbarkeitsgrenze ausgedehnt und die Brenngeschwindigkeit erhöht wird. Einzelschussmessungen erbrachten die Evidenz für steile Gradienten des Äquivalenzverhältnisses über die momentanen Flammenfronten. Die Flammenflächendichte (*Flame Surface Density*, FSD) war im stratifizierten Fall höher als im homogenen und zur Produktseite verschoben, die Verteilung der Flammenwinkelungen breiter.

Vena et al. [71] konnten dieses Verhalten unlängst an *iso*-Oktan (*i*-C<sub>8</sub>H<sub>18</sub>)-Flammen bestätigen, ebenso wie Bonaldo und Kelman [72], die 2009 einen Brenner mit zwei koannularen Ringspalten und umgebender Niedrig-Drallstabilisierung konzipierten. In den mager geschichteten CH<sub>4</sub>-Flammen wurden instantane Geschwindigkeits- und Temperaturfelder bestimmt und daraus Flammendicken, Brenngeschwindigkeiten und Flammenwinkelung bestimmt.

Hochgreb et al. [73] untersuchen zurzeit ebenfalls einen solchen Brenner mit variablem Drall im äußeren von zwei Ringspalten und zentraler Staukörperstabilisierung.

An dem in dieser Arbeit präsentierten Brenner wurden umfassende Messungen der Geschwindigkeiten, Turbulenzspektren, Zeit- und Längenmaße 2010 von Seffrin et al. [74] sowie Temperaturprofile von Böhm et al. [75] veröffentlicht.

## 1.4 Gliederung

KAPITEL 2 beinhaltet die theoretischen Grundlagen technischer reaktiver Strömungen. In KAPITEL 2.1 werden zunächst Aspekte der chemischen Reaktionskinetik und der Einteilung von Flammentypen dargelegt. In KAPITEL 2.2 folgen die Erhaltungsgleichungen der Fluidmechanik und die für den Ergebnisteil maßgeblichen Formeln im Kontext der Turbulenz und der Turbulenz-Chemie-Interaktion. Es wird zudem ein kurzer Überblick über Simulationsmethoden und Modelle der turbulenten Vormischverbrennung gegeben.

KAPITEL 3 enthält die Beschreibung und theoretischen Grundlagen des experimentellen Aufbaus und der eingesetzten Diagnostik. In KAPITEL 3.1 werden der verwendete Brenner und die untersuchten Konfigurationen präsentiert. KAPITEL 3.2 erklärt die Funktionsweise und experimentelle Realisierung der laserdiagnostischen Techniken der Laser-Doppler-Anemometrie, der *Particle Image Velocimetry* sowie der Raman/Rayleigh-Streuung zur Messung von Geschwindigkeiten bzw. Skalaren. Jedem Kapitel folgt eine ausführliche Fehlerbetrachtung.

KAPITEL 4 schließlich enthält die experimentellen Ergebnisse und deren Interpretation. In KAPITEL 4.1 werden einzelne Konfigurationen anhand der Geschwindigkeitsmessungen vergleichend gegenüber gestellt und die Effekte von Parametervariationen analysiert. KAPITEL 4.2 gewährt einen tieferen Einblick in die „Basis“-Konfiguration anhand der Ergebnisse sowohl der Geschwindigkeits- als auch Skalarfeld-Untersuchungen.

[KAPITEL 5](#) fasst die in dieser Arbeit behandelten Aspekte zusammen und gibt einen Ausblick über mögliche und nötige weitergehende Untersuchungen im Kontext stratifizierter Verbrennung.

Im [ANHANG](#) finden sich alle Untersuchungsergebnisse sortiert nach Konfigurationen, einige mathematische Zusätze und Ergänzungen zu den vorangegangenen Kapiteln sowie die [BIBLIOGRAPHIE](#).



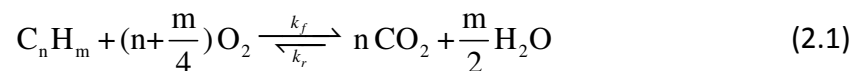
## 2 THEORIE

*... über die Grundlagen der Verbrennung und Fluidmechanik, deren gegenseitige Interaktion sowie die Charakteristika turbulenter Vormischverbrennung.*

### 2.1 Verbrennung

#### 2.1.1 Chemische Reaktion und Reaktionskinetik

Unter Verbrennung wird gemeinhin die exotherme Reaktion eines Brennstoffes mit einem Oxidator verstanden. Der sichtbare Reaktionsraum gasförmiger Reaktanden wird dabei als Flamme bezeichnet. Die vollständige Oxidation eines (nicht oxigenierten) Kohlenwasserstoffs zu  $\text{CO}_2$  und  $\text{H}_2\text{O}$  lässt sich dann durch das Reaktionsschema



beschreiben. Die empirische Reaktionsrate (oder Reaktionsgeschwindigkeit), bezogen auf den Kohlenwasserstoff, beträgt [76]

$$r \equiv \frac{d[\text{C}_n\text{H}_m]}{dt} = -k_f [\text{C}_n\text{H}_m]^a \cdot [\text{O}_2]^b, \quad (2.2)$$

wobei die eckigen Klammern die Konzentration der Stoffe bezeichnen.  $k_f$  ist die Reaktionsgeschwindigkeitskonstante der Vorwärtsreaktion, die Exponenten sind die Reaktionsordnungen bezüglich des jeweiligen Stoffes und müssen sämtlich experimentell bestimmt werden. Das chemische Gleichgewicht (bzw. die Gleichgewichtskonstante, ausgedrückt über die Partialdrücke  $p_i$  der Reaktanden) ergibt sich aus dem Verhältnis der Geschwindigkeiten der Hin- und Rückreaktion

$$K_p \equiv \prod_i \left( \frac{p_i}{p_0} \right)^{\nu_i} = \frac{k_f}{k_r} = \exp \left( -\frac{\Delta_r \bar{G}^0}{RT} \right) \quad (2.3)$$

mit den stöchiometrischen Koeffizienten  $\nu_i$ , der thermodynamischen Temperatur  $T$ , der allgemeinen Gaskonstanten  $R$  sowie der freien Reaktionsenthalpie  $\Delta_r \bar{G}^0$  der Reaktion. Der Mittelungsbalken soll andeuten, dass es sich um eine über einen gewissen Temperaturbereich gemittelte Größe handelt. Da die Kohlenwasserstoffverbrennung stark exergon ist, liegen die Gleichgewichte weit auf der Produktseite. Bei der Berechnung der adiabaten Flammentemperatur muss die korrekte Lage der chemischen Gleichgewichte aller beteiligten Reaktionen dennoch berücksichtigt werden.

Die Reaktionsgeschwindigkeitskonstanten  $k$  weisen eine starke Temperaturabhängigkeit auf:

$$k = A(T) \cdot \exp\left(\frac{-E_a}{RT}\right), \quad (2.4)$$

wobei  $A(T)$  der leicht temperaturabhängige präexponentielle Faktor ist.  $E_a$  ist die sog. Aktivierungsenergie und beschreibt die Energieschwelle, die zum Start der Reaktion überschritten werden muss.

Mikroskopisch gesehen läuft die Verbrennung allerdings nicht so ab, wie in [FORMEL \(2.1\)](#) dargestellt, sondern über eine Vielzahl von sog. Elementarreaktionen, die in ihrer Gesamtheit den Reaktionsmechanismus ergeben. Für die Verbrennung niederer Kohlenwasserstoffe bis  $C_3H_8$  (Propan) hat sich z.B. der sog. GRI-Mech 3.0-Mechanismus [\[77\]](#) etabliert, der aus 325 Elementarreaktionen bei 53 involvierten Spezies besteht. Ein solch umfangreicher Mechanismus beschreibt die detaillierte Chemie, ist im Kontext numerischer Strömungssimulationen allerdings meist zu rechenintensiv. Er kann, je nach Anwendung, auf bestimmte wesentliche Teile reduziert werden. Eine solche Reduktion folgt stets dem Schema, die für den globalen Umsatz (z.B. nach [FORMEL \(2.1\)](#)) und ggf. für die Bildung weiterer relevanter Spezies (z.B. Schadstoffe) relevanten Reaktionspfade und geschwindigkeitsbestimmenden Reaktionen zu identifizieren und alle übrigen zu ignorieren. Die so erzeugten rudimentären Reaktionsmechanismen sind allerdings meist nur in einem sehr begrenzten Bereich der Reaktionsbedingungen repräsentativ für das chemische Reaktionssystem. Mathematisch konsistente Möglichkeiten, Reaktionsmechanismen zu reduzieren, sind die der sog. Intrinsischen Niedrigdimensionalen Mannigfaltigkeiten (*Intrinsic Low-Dimensional Manifolds*, ILDM) oder der sog. *Flamelet*-generierten Mannigfaltigkeiten (*Flamelet Generated Manifolds*, FGM) [\[76\]](#). Basierend auf einer Zeitskalenanalyse werden bei der ILDM-Methode Pfade (sog. Trajektorien) im multidimensionalen Reaktionsraum identifiziert, auf die alle möglichen Zustände innerhalb einer bestimmten Zeit (kleiner den Zeitskalen der Turbulenz) relaxieren und die dem chemischen Gleichgewichtszustand entgegenstreben. Meist reichen einige wenige Koordinaten aus, um die Mannigfaltigkeit aufzuspannen. Bei der FGM-Methode werden einzelne 1-dimensionale laminare Flammenberechnungen (sog. *Flamelets*) herangezogen, um eine Mannigfaltigkeit im Reaktionsraum zu definieren. Diesem Ansatz liegt die Vorstellung zugrunde, dass eine turbulente Flamme als Aneinanderreihung einzelner *Flamelets* beschrieben werden kann. Die Abweichung vom chemischen Gleichgewichtszustand kann bei Diffusionsflammen (vgl. [KAPITEL 2.1.2](#)) über die Streckung oder die sog. skalare Dissipationsrate (vgl. [FORMEL \(2.26\)](#)), bei Vormischflammen über eine Reaktionsfortschrittsvariable (vgl. [FORMEL \(2.6\)](#)) parametrisiert werden. Bei beiden Methoden wird die Mannigfaltigkeit vor der eigentlichen Strömungssimulation berechnet und in Form mehrdimensionaler Tabellen bereitgestellt.

### 2.1.2 Charakterisierung von Flammentypen und Brennern

Verbrennungsvorgänge können zunächst in zwei Kategorien eingeteilt werden – in vorge-mischte und nicht vorge-mischte. In letzterem Fall liegen Brennstoff und Oxidator getrennt vor, und die chemische Reaktion findet im Moment der Mischung statt. Dieser Typ wird als

Diffusionsflamme bezeichnet. Von Teilvormischung redet man, wenn der Brennstoff bis zu einem gewissen Grad mit Oxidator gemischt ist, sich aber noch außerhalb des brennbaren Bereichs befindet. Ist das Gemisch zündfähig, findet vorgemischte Verbrennung statt. Bei Brennstoffüberschuss bezeichnet man das Gemisch als brennstoffreich oder fett. In diesem Fall folgt der vorgemischten Flamme eine Diffusionsflamme, in welcher der überschüssige Brennstoff aufgezehrt wird. Ist der Anteil des Brennstoffes unter-stöchiometrisch, spricht man von magerer Verbrennung. Das Verhältnis zwischen Brennstoff und Oxidator kann u.a. durch das Äquivalenzverhältnis charakterisiert werden, dass in dieser Arbeit stets aus atomaren Stoffmengenanteilen berechnet wird:

$$\phi \equiv \frac{x_{\text{O}}^{\text{stoic}}}{x_{\text{O}}} = \frac{2x_{\text{C}} + \frac{1}{2}x_{\text{H}}}{x_{\text{O}}} \quad (2.5)$$

Die atomaren Stoffmengenanteile werden aus den Stoffmengenanteilen der beteiligten chemischen Spezies berechnet. Bei  $\phi < 1$  spricht man von mageren, bei  $\phi = 1$  von stöchiometrischen und bei  $\phi > 1$  von fetten Gemischen. Speziell im Kontext der vorgemischten Verbrennung wird der Ablauf der Reaktion häufig in Abhängigkeit einer Reaktionsfortschrittsvariablen

$$C = \frac{\mathcal{Z} - \mathcal{Z}_u}{\mathcal{Z}_b - \mathcal{Z}_u} \quad (2.6)$$

beschrieben, wobei für  $\mathcal{Z}$  i.d.R. eine Produktkonzentration oder die Temperatur verwendet wird. Die Indizes  $u$  bzw.  $b$  beziehen sich auf deren Wert im Unverbrannten bzw. Verbrannten. Prinzipiell ist jede Größe zulässig, die einen monotonen Verlauf über der Reaktionskoordinate aufweist. Die Reaktionsfortschrittsvariable nimmt den Wert 0 im Unverbrannten bzw. den Wert 1 im Verbrannten an.

Neben dieser Unterscheidung wird zwischen laminarer und turbulenter Verbrennung unterschieden, womit das strömungsdynamische Regime des Fluids gemeint ist (vgl. [KAPITEL 2.2.2](#)). Turbulente Strukturen interagieren i.Allg. mit den chemischen Vorgängen (vgl. [KAPITEL 2.3](#)) und umgekehrt, sodass beiderlei Vorgänge geschlossen betrachtet werden müssen. Die mathematischen Ansätze zur Beschreibung speziell der turbulenten Vormischverbrennung werden in [KAPITEL 2.3.2](#) dargestellt.

Im Kontext der technischen Verbrennung werden Flammen stets mit einem der Anwendung angepassten Verbrennungssystem erzeugt. Dies mag eine komplexe Brennkammer samt allen Komponenten oder aber ein einfacher Bunsenbrenner sein. Um eine stabil brennende Flamme zu etablieren, muss das anströmende Brennstoffgemisch einerseits kontinuierlich durch Energiezufuhr (d.h. Wärme) und ggf. Radikale entzündet werden. Diese Energie kann prinzipiell über geeignete konstruktive Vorrichtungen oder die Flamme selbst zugeführt werden. Andererseits darf es auch nicht zu einem Rückschlagen kommen, d.h. Abbrand und Brennstoffzufuhr müssen sich die Waage halten. Die Art der Flammenstabilisierung ist ein weiteres Unterscheidungskriterium für Flammen und Brenner. Gängige Stabilisierungsmechanismen turbulenter Flammen sind z.B.:

- Mischung (bei nicht oder partiell vorgemischten Flammen),
- Rezirkulation heißen Abgases hinter einem Staukörper, einer Abrisskante oder einer Querschnittsänderung,
- Pilotflamme (welche ihrerseits stabilisiert werden muss) bzw. deren heißes Abgas,
- Drall, der durch die mit dem Abstand zur Düse abnehmenden Zentrifugalkräfte einen negativer axialen Druckgradienten erzeugt, welcher Abgas zur Düse rezirkuliert,
- in einer Stagnationsebene nahe Prallplatten oder gegeneinander gerichteten Strömungen,
- an einem Gitter oder Netz (ggf. katalytisch unterstützt) mit Maschenweiten unterhalb des Löschabstandes.

Der in dieser Arbeit verwendete und in [KAPITEL 3.1](#) beschriebene Brenner besitzt eine zentrale vorgemischte Pilotflamme zur Stabilisierung der vorgemischten turbulenten Hauptflammen. Die Pilotflamme ihrerseits wird stromab eines geometrischen Flammenhalters stabilisiert.

Unter welchen Bedingungen sich eine Flamme stabilisiert, hängt neben den Einflüssen der Turbulenz maßgeblich von der Brenngeschwindigkeit in Relation zur Strömungsgeschwindigkeit ab. Die laminare Brenngeschwindigkeit  $\Lambda_l$  ist als solche definiert, mit der eine laminare, ebene Flammenfront durch ein Gemisch hindurchbrennt. Sie ist nicht nur vom Brennstoff selbst, sondern auch vom Äquivalenzverhältnis, dem Anteil chemisch inerter Stoffe, der Vorwärmtemperatur und dem Druck abhängig. Für den turbulenten Fall kann man analog eine turbulente Brenngeschwindigkeit  $\Lambda_t$  definieren. Diese korrekt zu modellieren, ist eine der Herausforderungen in der Beschreibung der turbulenten Vormischverbrennung. Auf mögliche Ansätze wird in [KAPITEL 2.3.2](#) eingegangen.

## 2.2 Fluidmechanik

### 2.2.1 Erhaltungsgleichungen

In Anlehnung an Hilberts legendäre Liste der 23 mathematischen Probleme von 1900 lobte das renommierte *Clay Mathematics Institute* im Jahr 2000 jeweils 1 Mio. Dollar für die Lösung der sieben bedeutendsten Herausforderungen der Mathematik des 21. Jahrhunderts aus [\[78\]](#). Unter ihnen ist z.B. die Riemann-Hypothese, die auch schon auf Hilberts Liste stand. Die zentralen Gleichungen der Fluid-Dynamik, die Navier-Stokes-Gleichungen (NSG), zählen ebenfalls zu den sieben Herausforderungen, denn es ist bis heute nicht gelungen zu beweisen, dass eine Lösung dieser Gleichungen bei gegebenen Anfangsbedingungen existiert und eindeutig bestimmt ist. Das Problem erscheint sogar so vertrackt, dass der Preis bereits für wesentliche Fortschritte auf diesem Gebiet gewährt würde:

*„The challenge is to make substantial progress toward a mathematical theory which will unlock the secrets hidden in the Navier-Stokes equations“.*

Dabei gehört das Lösen der NSG mittlerweile zum Standardrepertoire von Naturwissenschaftlern und Ingenieuren und CFD-Methoden haben sich in vielen Bereichen als zuverlässig herausgestellt – worin liegt also die Schwierigkeit? Bevor im nächsten Abschnitt die entsprechenden mathematischen Formeln aufgezeigt werden, soll zunächst ein kurzer Abriss der Problematik erfolgen.

Rein mathematisch gesehen, handelt es sich bei den NSG um nicht lineare partielle Differential-Gleichungen 2. Ordnung, was eine analytische Lösung i.Allg. unmöglich macht. Die sog. numerische Lösung ist präziser ausgedrückt lediglich die Lösung einer (diskreten) *Näherung* der NSG und die Annahme, dass diese der exakten Lösung nahe kommt, will von Fall zu Fall (d.h. bei den jeweiligen Start- und Randbedingungen) bewiesen werden. Es darf auch nicht vergessen werden, dass die Kontinuumshypothese, auf der die NSG beruhen, lediglich ein Modell (wenn auch ein recht gutes) der Realität ist. Das größte Problem stellt allerdings das Phänomen der Turbulenz dar, das bis heute nicht ansatzweise verstanden ist. Turbulenz ist ein Prozess mit stark probabilistischem Charakter und kann allenfalls statistisch über geeignete empirische Turbulenzmodelle beschrieben werden.

Die NSG sind ein Ensemble von Erhaltungsgleichungen und beschreiben das dynamische Verhalten Newton'scher Fluide. In solchen ist per Definition die Schubspannung proportional zur Schergeschwindigkeit. Sei  $f$  die Dichte einer extensiven Größe  $F$ , dann lässt sich zunächst die allgemeingültige Beziehung

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \operatorname{div} \bar{\Phi}_F = q_F + s_F \quad (2.7)$$

formulieren [79], wobei  $\bar{\Phi}_F$  der Fluss (z.B. Diffusion) von  $F$ ,  $q_F$  ein Quellterm (z.B. chemische Reaktion) und  $s_F$  eine Volumenkraftdichte (z.B. Gravitation oder Trägheit) ist. Aus [FORMEL \(2.7\)](#) gehen alle Erhaltungsgleichungen hervor, im Folgenden beschrieben für den allgemeinsten Fall einer kompressiblen reaktiven Strömung.

Die **Massen-Erhaltung** ist frei von Quellen und Volumenkräften und lässt sich formulieren als

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \bar{u}) = 0 \quad (2.8)$$

mit der Massendichte  $\rho$  und der Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{u}$ . Diese Gleichung wird auch als Kontinuitätsgleichung bezeichnet.

Die **Spezies-Erhaltung** für alle Spezies  $i$  lautet

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_i \bar{u}) + \operatorname{div} \bar{j}_i = M_i \omega_i, \quad (2.9)$$

wobei  $\rho_i$  die Partialdichte,  $j_i$  den diffusiven Transport,  $M_i$  die molare Masse sowie  $\omega_i$  die molare Produktionsrate (den Quellterm, bei chemischer Reaktion) der Spezies  $i$  darstellt.

Die **Impuls-Erhaltung** hat die Gestalt

$$\frac{\partial(\rho \bar{u})}{\partial t} + \text{div}(\rho \bar{u} \otimes \bar{u}) + \text{div} \bar{\bar{p}} = \rho \bar{g} , \quad (2.10)$$

wobei der erste Divergenzterm den konvektiven Impulstransport, der zweite den Transport aufgrund der viskosen Dissipation beschreibt.  $\otimes$  ist das dyadische oder Matrix-Produkt,  $\bar{\bar{p}}$  der Druck-Tensor und  $\bar{g}$  die Gravitationsbeschleunigung.

Und schließlich lautet die **Energie-Erhaltung**, ausgedrückt in Größen der spezifischen inneren Energie  $u$  des Systems:

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \text{div}(\rho \bar{u} u + \bar{j}_q) + \bar{\bar{p}} : \text{grad} \bar{u} = q_r . \quad (2.11)$$

Hierbei ist  $\bar{j}_q$  der Wärmefluss und  $q_r$  die Wärmeproduktion aufgrund von Strahlung und ggf. chemischer Reaktion. Der Doppelpunkt deutet die Kontraktion bzw. Verjüngung der beiden Tensoren an.

Die gesuchten Werte dieses gekoppelten Gleichungssystems sind die der Geschwindigkeit  $\bar{u}(\vec{r}, t)$  und der Dichte  $\rho(\vec{r}, t)$  an jedem Ort  $\vec{r}$  zum Zeitpunkt  $t$ . Die offenen Terme müssen zunächst durch geeignete empirische Gesetze für den Druck-Tensor  $\bar{\bar{p}}$  (z.B. Newton'sches Gesetz), den diffusiven Stofftransport  $\bar{j}_i$  (z.B. Fick'sches Gesetz), den Wärmefluss  $\bar{j}_q$  (z.B. Fourier'sches Gesetz) sowie die Wärmeproduktion  $q_r$  (Strahlung und chemische Reaktion) und den chemischen Quellterm  $\omega_i$  geschlossen werden [79].

### 2.2.2 Turbulenz

Eine Eigenheit der Navier-Stokes-Gleichungen ist ihre Sensitivität auf Anfangs- und Randbedingungen. Während sie für laminare Strömungen (d.h. Strömungen unterhalb einer kritischen Reynolds-Zahl, s.u.) stationäre Lösungen aufweisen, zeigen sie ein chaotisches, nicht deterministisches Verhalten für höhere Reynolds-Zahlen – dieses Verhalten wird als Turbulenz bezeichnet [80]. Damit wird die konkrete Vorhersage von Werten wie  $\bar{u}(\vec{r}, t)$  unmöglich. An die Stelle diskreter Werte einer physikalischen Größe tritt nun deren Wahrscheinlichkeitsverteilung. Diese, und nur diese, kann prinzipiell mit experimentellen Messungen verglichen werden.

Die Kennzahl, die angibt, ob sich eine Strömung tendenziell laminar oder turbulent verhält, ist die geometrische Reynolds-Zahl

$$\text{Re} \equiv \frac{\mathcal{U} \mathcal{L}}{\nu} , \quad (2.12)$$

die sich aus der charakteristischen Geschwindigkeit  $\mathcal{U}$  (z.B. der mittleren Geschwindigkeit) und der charakteristischen Länge  $\mathcal{L}$  (z.B. dem Durchmesser eines Strömungskanals) sowie der kinematischen Viskosität  $\nu$  des Fluids berechnet. Sie stellt anschaulich das Verhältnis

zwischen destabilisierenden Trägheitskräften und stabilisierenden Viskositätskräften dar. In freien Scherströmungen, wie sie auch in dieser Arbeit betrachtet werden, gibt es eine räumlich scharfe Grenze zwischen turbulentem und laminarem Gebiet. Die Lage dieser Grenzschicht, der sog. Viskosen Überschicht (*Viscous Superlayer*), fluktuiert raum-zeitlich – dieses Phänomen wird als Intermittenz bezeichnet [81]. Im Kontext dieser Arbeit wird der Begriff auch für die Schwankung der „Grenzschichten“ zwischen den einzelnen Ringspaltströmungen verwendet.

Eine gängige Modellvorstellung der Turbulenz ist die der Energiekaskade (vgl. [ABBILDUNG 2.1](#)): Kinetische Energie wird der Hauptströmung durch einen Produktionsterm  $\mathcal{P}$  (namhaft den mittleren Geschwindigkeitsgradienten) entzogen und turbulenten Strukturen (Wirbeln) der Größe  $l_0$  (sog. integrales Längenmaß) in der Größenordnung der charakteristischen Länge  $\mathcal{L}$  zugeführt. Diese anisotropen Strukturen sind zunächst instabil und zerfallen kaskadenartig in immer kleinere, schließlich isotrope Strukturen, bis letztlich die Viskosität dominiert und die Wirbel auf Größenskalen  $l_K$  (sog. Kolmogorov-Längenmaß) vollständig zu Wärme dissipiert werden. Die Dissipationsgeschwindigkeit  $\varepsilon$  muss sich dabei mit der Produktionsgeschwindigkeit  $\mathcal{P}$  die Waage halten, welche wiederum mit den charakteristischen Eigenschaften der Strömung verknüpft ist, sodass sich unter Annahme homogener isotroper Turbulenz folgender Zusammenhang formulieren lässt:

$$\varepsilon = \mathcal{P} \approx \frac{(2q)^{3/2}}{l_0}, \quad (2.13)$$

wobei  $q$  die turbulente kinetische Energie darstellt, welche messtechnisch als die kinetische Energie der Geschwindigkeitsfluktuationen  $u_{rms}$  erfasst werden kann:

$$q = \frac{\bar{u}_{rms}^2}{2} = \frac{u_{x,rms}^2 + u_{y,rms}^2 + u_{z,rms}^2}{2}. \quad (2.14)$$

Die typische Verteilung der turbulenten kinetischen Energie auf die Wirbel unterschiedlicher Größe ist in [ABBILDUNG 2.1](#) dargestellt. Es kann nun eine nicht von der Geometrie, sondern von den Längenskalen der Strömung abhängige Turbulenz-Reynolds-Zahl definiert werden:

$$\text{Re}_t \equiv \frac{l_0 \sqrt{2q}}{\nu}. \quad (2.15)$$

Der Bereich  $\text{Re}_t < 1$  wird als das laminare,  $\text{Re}_t > 1$  als das turbulente Regime angesehen.

Das Kolmogorov-Längenmaß wird definiert als:

$$l_K \equiv \left( \frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4}. \quad (2.16)$$

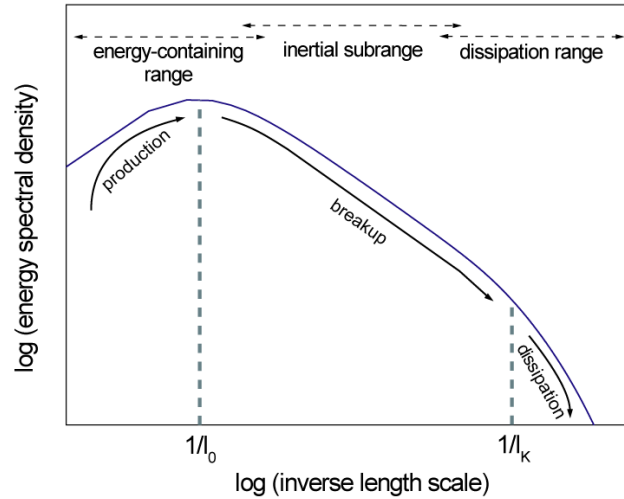


ABBILDUNG 2.1 – Modell-Energiespektrum [80] bei voll entwickelter Turbulenz in logarithmischer Darstellung. Die höchste Energiedichte (*Energy Spectral Density*) besitzen Strukturen großer Skalen (*Length Scale*), die durch Trägheitskräfte sukzessive zerfallen (*Breakup*) und schließlich vollständig dissipieren.

Die Definition des dazu gehörigen Kolmogorov-Zeitmaßes, interpretierbar als die charakteristische Rotationszeit der kleinsten Wirbel, lautet:

$$\tau_K \equiv \left( \frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2}. \quad (2.17)$$

Beide sind über die Turbulenz-Reynolds-Zahl mit dem integralen Längenmaß bzw. integralen Zeitmaß verknüpft:

$$\frac{l_0}{l_K} = \text{Re}_t^{3/4} \quad (2.18)$$

sowie

$$\frac{\tau_0}{\tau_K} = \text{Re}_t^{1/2} \quad (2.19)$$

Die integralen Maße werden messtechnisch über die Korrelationsfunktion  $R$  bestimmt [82]. Sei

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (2.20)$$

die Zerlegung der Komponente  $i$  der Momentan-Geschwindigkeit  $\bar{u}$  in einen Mittelwert  $\bar{u}_i$  und eine Schwankung  $u'_i$  um diesen Mittelwert. Dann berechnet sich die diskrete (normierte) Korrelation zweier zum Zeitpunkt  $t$  und  $(t+\tau)$  an den Orten  $\bar{x}$  und  $(\bar{x}+\bar{r})$  gemessenen Geschwindigkeitskomponenten  $u_i$  und  $u_j$  zu



$$R_{ij}(\bar{x}, t, \bar{r}, \tau) = \frac{\overline{u'_i(\bar{x}, t) u'_j(\bar{x} + \bar{r}, t + \tau)}}{\sqrt{\overline{u'^2_i(\bar{x}, t) u'^2_j(\bar{x} + \bar{r}, t + \tau)}}}. \quad (2.21)$$

Für  $\tau = 0$  ergibt sich die spezielle Form der rein räumlichen, für  $\bar{r} = 0$  die der rein zeitlichen Korrelation (Autokorrelation). Die integralen Maße ergeben sich aus dem Integral der entsprechenden Korrelation für die jeweils gleiche Komponente der Geschwindigkeit:

$$l_0(\bar{x}) = \int_0^\infty R_{ii}(\bar{x}, t, \bar{r}, 0) d\bar{r} \quad (2.22)$$

sowie

$$\tau_0(\bar{x}) = \int_0^\infty R_{ii}(\bar{x}, t, 0, \tau) dt, \quad (2.23)$$

wobei aus Gründen der messtechnischen Realisierbarkeit die räumliche Korrelation häufig nur in eine Richtung bestimmt wird. So deutet z.B. die Schreibweise  $l_0^{xx+z}$  an, dass die  $x$ -Komponente der Geschwindigkeit in positive  $z$ -Richtung korreliert wird (im kartesischen Labor-Koordinatensystem).

Das skalare Pendant des Kolmogorov-Längenmaßes ist das Batchelor-Längenmaß. Beide stehen über die Schmidt-Zahl  $Sc$  miteinander in Relation:

$$l_B = l_K Sc^{-1/2}. \quad (2.24)$$

Das Batchelor-Längenmaß ist die Größenordnung der kleinsten skalaren Strukturen, unterhalb derer die molekulare Diffusion dominiert. Die Schmidt-Zahl setzt den viskosen Impulstransport ins Verhältnis zum diffusiven Stofftransport:

$$Sc \equiv \frac{\nu}{D_{\mathcal{Z}}}, \quad (2.25)$$

wobei  $D_{\mathcal{Z}}$  der Diffusionskoeffizient der betrachteten Größe  $\mathcal{Z}$  ist. Die skalare Dissipationsrate

$$\chi_{\mathcal{Z}} \equiv 2D_{\mathcal{Z}} \text{grad}^2(\mathcal{Z}) \quad (2.26)$$

quantifiziert die Dissipation skalarer Größen (z.B. der Reaktionsfortschrittsvariablen) und ist eng mit der chemischen Reaktionsrate verknüpft [83].

Die skalaren Ausdehnungen einer Flammenfront  $l_f$  im Verhältnis zum Kolmogorov-Längenmaß definieren die Karlovitz-Zahl [84]

$$Ka \equiv \frac{l_f^2}{l_K^2}, \quad (2.27)$$

wobei die Dicke der Flammenfront z.B. thermisch über die Temperaturen  $T_u$  bzw.  $T_b$  der unverbrannten bzw. verbrannten Seite definiert werden kann als [85]:

$$l_f \equiv \frac{T_b - T_u}{(\text{grad } T)_{\max}}. \quad (2.28)$$

Die Dicke der inneren Reaktionszone  $l_\delta$  (typischerweise in der Größenordnung eines Zehntels von  $l_f$ ) dient der Definition einer weiteren Karlovitz-Zahl:

$$\text{Ka}_\delta \equiv \frac{l_\delta^2}{l_K^2}. \quad (2.29)$$

Beide Karlovitz-Zahlen werden in [KAPITEL 2.3.1](#) zur Einteilung turbulenter Vormischflammen herangezogen und sind entscheidend für die Beschreibung der Chemie-Turbulenz-Interaktion.

### 2.2.3 Simulationsmethoden für turbulente Strömungen

Prinzipiell können auch turbulente reagierende Strömungen mit den in [KAPITEL 2.2.1](#) genannten Erhaltungsgleichungen und den entsprechenden Schließungsmodellen numerisch berechnet werden. Voraussetzung ist, dass sowohl große als auch kleine Skalen ausreichend fein diskretisiert werden. Eine solche Berechnung heißt *Direkte Numerische Simulation* (DNS). Da mit steigender Reynolds-Zahl die Spanne zwischen integralen und Kolmogorov-Maßen zunimmt (vgl. [FORMEL \(2.18\)](#) und [FORMEL \(2.19\)](#)) müssen räumliche und zeitliche Diskretisierung ebenfalls verfeinert werden, sodass die Rechenzeit ungefähr mit  $\text{Re}^4$  skaliert [\[76\]](#). Ebenso wächst der Speicherbedarf an. Während für kleine Verbrennungssysteme bei niedriger Reynolds-Zahl eine DNS noch möglich sein mag, ist dies aufgrund des exorbitanten Speicher- und Rechenbedarfs für technisch relevante Systeme auch auf Höchstleistungsrechnern momentan ausgeschlossen. Andererseits sind nicht alle mikroskopischen Informationen überhaupt relevant, um das technische System im Rahmen seiner Anwendung hinreichend exakt zu charakterisieren. Adäquate Näherungen zur Beschreibung reichen im technischen Kontext also meist aus und werden aufseiten der Strömungsmechanik durch zeitliche oder räumliche Mittelung erhalten. Nicht aufgelöste Information muss durch geeignete Modelle abgebildet (modelliert) werden.

Bevor näher auf Modelle der turbulenten Vormischverbrennung im Kontext der sog. Grobstruktur-Simulation (*Large Eddy Simulation*, LES) eingegangen wird, gibt der folgende Abschnitt einen Überblick über die verschiedenen Klassen von Simulationsmethoden, die ggf. auch kombiniert eingesetzt werden können.

- **Direct Numerical Simulation (DNS)** – Die Erhaltungsgleichungen werden in hinreichend feiner zeitlicher und räumlicher Diskretisierung gelöst. Alle relevanten Zeit- und Längenskalen der Strömung werden abgebildet. Lediglich die chemische Reaktion muss modelliert werden. Man erhält detaillierte zeit- und raumaufgelöste Informationen über eine Realisierung der turbulenten Strömung. Da Rechenaufwand und Speicherbedarf enorm hoch sind, bleibt die DNS auf Systeme kleiner Geometrie

mit mäßiger Reynolds-Zahl beschränkt und dient hauptsächlich der Grundlagenforschung im wissenschaftlichen Bereich.

- **Reynolds Averaged Navier-Stokes Simulation (RANS)** – Die Erhaltungsgleichungen werden zeitlich entweder Reynolds- oder Favre- (Dichte gewichtet) gemittelt. Dazu werden die Erhaltungsgrößen nach [FORMEL \(2.20\)](#) in Mittelwert und Fluktuation aufgeteilt. Bei endlicher Länge des Zeitintervalls für die Mittelung können niederfrequente Schwankungen der Mittelwerte wiedergegeben werden (sog. *Unsteady* (U-) oder *Transient* (T-)RANS. Bei der mathematischen Herleitung treten zusätzliche mittlere Korrelationsterme (sog. Reynolds-Spannungsterme) auf, die modelliert werden müssen. Die RANS liefert bei im Vergleich zur DNS geringem Rechenaufwand als Ergebnis zeitliche Mittelwerte und die turbulente kinetische Energie als Globalgröße der Fluktuationen.
- **Large Eddy Simulation (LES)** – Bei der sog. Grobstruktur-Simulation findet eine räumliche und zeitliche Tiefpass-Filterung statt und nur Strukturen größer einer spezifischen Filterweite werden instationär simuliert, während isotrope Feinstrukturen und deren Auswirkungen modelliert werden (vgl. Konzept der Energiekaskade). Die LES ist aufgrund des im Vergleich zur DNS reduzierten Rechenaufwandes, aber der Fähigkeit zur Simulation instationärer Vorgänge, eine vielsprechende Methode für technische Anwendungen.

In [ABBILDUNG 2.2](#) sind die verschiedenen Simulationsmethoden bezüglich ihres räumlichen und zeitlichen Auflösungsvermögens gegenübergestellt.

## 2.3 Turbulenz-Chemie-Interaktion

### 2.3.1 Regime turbulenter Vormischflammen

Sind die Größen- und Zeitskalen von chemischer Reaktion und Strömung hinreichend weit voneinander entfernt, sind beide Probleme entkoppelt und können zunächst separat behandelt werden. Eine makroskopische Kopplung besteht dann nur insofern, als dass die großskalige Topologie der Strömung die Durchmischung (zwischen Brennstoff und Sekundärluft oder Frischgas und Abgas) und damit das Äquivalenzverhältnis und die Temperatur beeinflusst, von denen wiederum die laminare Brenngeschwindigkeit abhängt. Umgekehrt ändert die chemische Reaktion die Temperatur und damit die Viskosität und das Volumen des Fluids und koppelt somit zurück auf die Strömung. Erreichen die kleinsten Wirbel der Strömung allerdings Zeit- und Längenmaße in der Größenordnung der chemischen Reaktionszeiten und der Flammenfrontdicke, so entsteht eine direkte Interaktion. Die Art der Interaktion und deren Einfluss auf die Verbrennung ist Gegenstand des Regime-Diagramms der vorge-mischten Verbrennung (sog. Borghi-Peters-Diagramm [\[84\]](#), vgl. [ABBILDUNG 2.3](#)). Die Kenntnis des Regimes bedingt die Wahl eines geeigneten Modells. Die Validität dieser und ähnlicher Regime-Klassifizierungen ist allerdings noch Gegenstand der Forschung [\[86\]](#) und wird kritisch diskutiert. Im Folgenden werden die unterschiedlichen Regime erläutert.

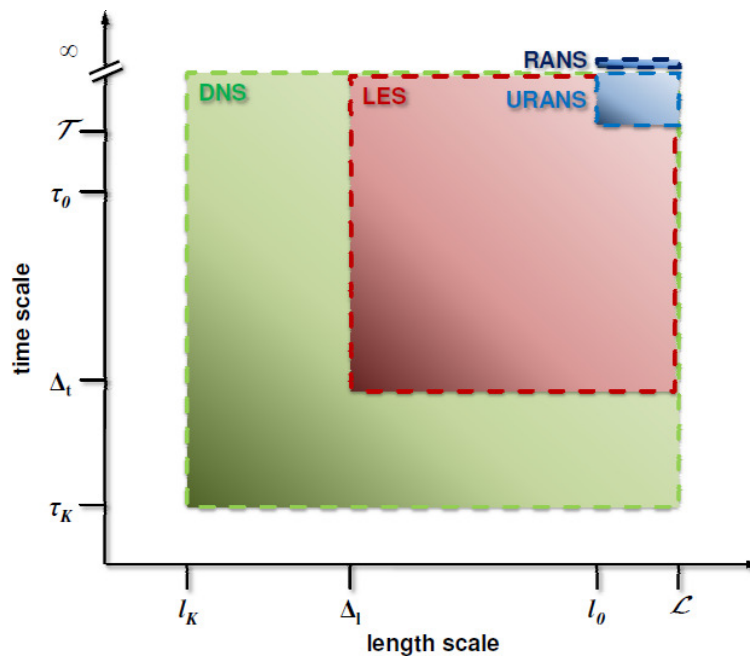


ABBILDUNG 2.2 – Schematischer Vergleich der aufgelösten räumlichen und zeitlichen Skalen der verschiedenen Simulationen (Definition der Größen siehe Text). Während die DNS alle Skalen der Strömung auflöst, leistet dies die LES nur bis oberhalb einer Filterweite  $\Delta$ . RANS- und URANS-Methoden filtern zeitlich so stark, dass räumlich nur die integralen Skalen abgebildet werden. Es ist zu beachten, dass zeitliche und räumliche Skalen stets über die charakteristische Strömungsgeschwindigkeit miteinander verknüpft sind und die reale Auflösung immer nur in der Größenordnung der gröberen der beiden Auflösungen (zeitlich oder räumlich) liegen kann.

Die fünf Regime der turbulenten Verbrennung sind (zur Definition der Kennzahlen und Größen vgl. [KAPITEL 2.2.2](#)):

- **Laminare Flammen (Laminar Flames)** – Bei  $Re_t < 1$  propagiert die Flammenfront in einer laminaren Strömung.
- **Gewellte (Wrinkled) Flamelets** – Im turbulenten Bereich  $Re_t > 1$  und  $u' < \Lambda_t$  können die turbulenten Fluktuationen die Flammenfront nur auf großen Skalen kinematisch deformieren, sodass die Flammenpropagation maßgeblich durch die lokale Ausbreitung laminarer gestreckter „Flämmchen“ (sog. *Flamelets*) bestimmt bleibt.
- **Gefaltete (Corrugated) Flamelets** – Die turbulenten Fluktuationen  $u' > \Lambda_t$  verformen die Flammenfront stark und prägen die Flammenausbreitung durch eine Erhöhung der Flammenfläche. Die Struktur der Flammenfront selbst bleibt quasi laminar, da die kleinsten Wirbel größer als die Ausdehnung der Flammenfront sind und nicht in diese eindringen können ( $l_f < l_K$  bzw.  $Ka < 1$ ).
- **Dünne Reaktionszonen (Thin Reaction Zones)** – Die kleinsten Wirbel  $l_K < l_f$  (bzw.  $Ka > 1$ ) dringen in die Vorheizzone der Flammenfront ein und ändern deren Struktur, indem sie Wärme abtransportieren. Die chemische Reaktion wird lediglich

durch den Enthalpie-Entzug aus der Vorheizzone beeinflusst. Die Wirbel dringen nicht in die innere Reaktionszone ein ( $l_K > l_\delta$  bzw.  $Ka_\delta < 1$ ).

- **Aufgebrochene Reaktionszonen (Broken Reaction Zones)** – Die kleinsten Wirbel  $l_K < l_\delta$  (bzw.  $Ka_\delta > 1$ ) dringen in die innere Reaktionszone ein und verlangsamen die Reaktion aufgrund des Abtransports von Wärme und Radikalen bis hin zu lokalem Verlöschen.

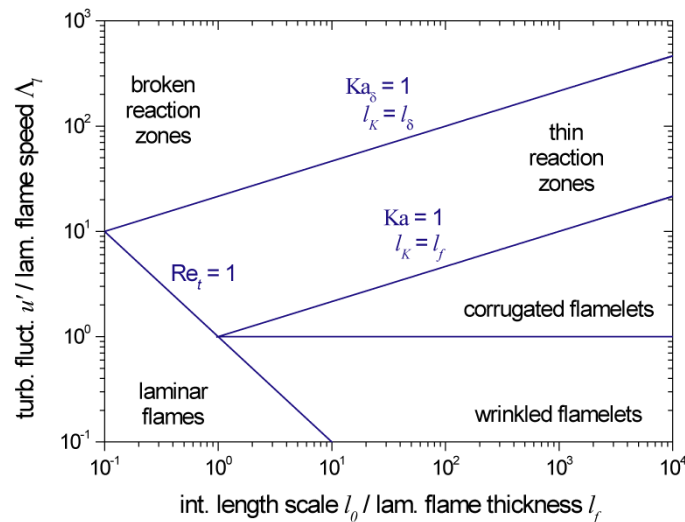


ABBILDUNG 2.3 – Das durch Borghi eingeführte und von Peters revidierte Regime-Diagramm der turbulenten Verbrennung. Anhand von dimensionslosen Verhältnissen der turbulenten Schwankungen (*Turbulent Fluctuations*) zur laminaren Brenngeschwindigkeit (*Laminar Flame Speed*) bzw. des integralen Längenmaßes (*Integral Length Scale*) zur Flammendicke (*Laminar Flame Thickness*) wird die Interaktion zwischen Strömung und chemischer Reaktion klassifiziert.

### 2.3.2 Modelle turbulenter Vormischverbrennung

Die größte Herausforderung der Beschreibung vorgemischter Verbrennung im Kontext der Grobstruktur-Simulation (LES) ist die korrekte Modellierung des chemischen Quellterms (vgl. FORMEL (2.9)) und der turbulenten Brenngeschwindigkeit, also der Ausbreitung der Flammenfronten im turbulenten Strömungsfeld. Anders als die laminare Brenngeschwindigkeit hängt sie zusätzlich sowohl von der Oberfläche der Flammenfront pro Einheitsvolumen als auch vom Einfluss der Turbulenz auf die innere Struktur der Flammenfront ab. Im Folgenden werden unter den vielfältigen numerischen Ansätzen zur Chemie-Turbulenz-Modellierung die prinzipiellen Möglichkeiten im Kontext der LES vorgestellt – für Details sei auf z.B. [84, 85, 86] verwiesen.

- **Wirbelzerfallsmodell (Eddy Break-Up Model, EBU)** – Dieses aus der RANS-Modellierung abgeleitete Modell beschreibt den chemischen Quellterm als Funktion der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen und der mittleren Reaktionsfortschrittsvariablen. Da keinerlei chemische Kinetik zugrunde liegt, macht dieses Mo-

dell nur gute Aussagen bei sehr schneller Chemie und moderater Turbulenz. Phänomene wie Schadstoffbildung, Verlöschung und Entzündung können nicht wiedergegeben werden und vorhandene Modellkonstanten hängen stark von numerischen und experimentellen Faktoren ab.

- **Linear-Eddy-Modell (LEM)** – Beim LEM wird zusätzlich zum groben LES-Gitter ein feines Subgitter zur Berechnung diffusiver, turbulenter und chemischer Prozesse eingeführt. Da auf kleinen Skalen nach der Vorstellung der Turbulenzkaskade (vgl. [KAPITEL 2.2.2](#)) Isotropie angenommen werden kann, reicht eine 1-dimensionale Betrachtung aus. Das Modell ist vielversprechend für alle Verbrennungsregime, da die detaillierte Chemie in Wechselwirkung mit der Turbulenz abgebildet werden kann, der Rechenaufwand ist allerdings vergleichsweise hoch.
- **Verfolgung der Flammenfront (G-Gleichung)** – In diesem verbreiteten Modell wird die Flammenfront als unendlich dünne Isofläche einer Indikator-Funktion  $G$  zwischen verbranntem und unverbranntem Gas angesehen, welche durch die kinematische Wechselwirkung mit dem Fluid translatiert wird. Diese Vorstellung ist vor allem im *Flamelet*-Regime eine legitime Annahme. Die Flammenfrontausbreitung muss i.Allg. durch die turbulente Brenngeschwindigkeit ausgedrückt werden, welche z.B. in Abhängigkeit der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen modelliert werden kann.
- **Numerische Aufdickung der Flammenfront (Artificially Thickend Flames, ATF)** – Die Idee hinter der ATF-Methode ist, die Flammenfront aufzudicken, bis sie auf dem groben numerischen LES-Gitter auflösbar ist. Dies geschieht durch eine Herabsetzung der Reaktionsrate und eine gleichzeitige Heraufsetzung der Diffusion um den gleichen Faktor. Eine Verdickung der Flammenfront bei unveränderter laminarer Brenngeschwindigkeit ist die Folge. Der durch diese Operation verringerten Flammenfrontverwinkelung wird durch eine Effizienzfunktion, vergleichbar einem Subgitter-Verwinkelungsfaktor, Rechnung getragen. Diese Funktion kann in Abhängigkeit der Geschwindigkeitsfluktuationen im Verhältnis zur laminaren Brenngeschwindigkeit und der Filterweite im Vergleich zur Flammenfrontdicke modelliert werden.
- **Flammenfrontdichte-basierte Modelle** – Ähnlich der ATF wird die Erhaltungsgleichung für die Fortschrittsvariable mit einem räumlichen Filter größer der Gitterweite gefaltet und kann so auf dem numerischen Gitter aufgelöst werden. Die Bewegungsgeschwindigkeit der Isoflächen wird mit dem Produkt aus laminarer Brenngeschwindigkeit und Flammenoberfläche modelliert. Letztere kann aus Experimenten abgeleitet oder auf verschiedene Arten numerisch angenähert werden.
- **Statistische Methoden** – Sämtliche Fluideigenschaften wie Geschwindigkeiten und Spezies-Stoffmengenanteile werden über eine gemeinsame transportierte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (*Probability Density Function*, PDF) repräsentiert. In

der Monte-Carlo-Variante wird diese auf numerische Partikel abgebildet und Wechselwirkungen durch einen gegenseitigen Informationsaustausch modelliert.

- **Tabellierte Chemie** – Die bereits in [KAPITEL 2.1.1](#) erwähnten *Flamelet*-basierten Techniken der ILDM und FGM können ihrerseits als Modelle der turbulenten Verbrennung angesehen werden. Der Quellterm wird dabei z.B. über eine transportierte Reaktionsfortschrittsvariable abgebildet. Diesen Techniken liegt eine detaillierte Chemie zugrunde.

### 3 EXPERIMENTELLER AUFBAU UND DIAGNOSTIK

*... über die Konstruktion eines Brenners für parametrisch variierte Vormischflammen, Prinzipien der laserdiagnostischen Techniken Laser-Doppler-Anemometrie, Particle Image Velocimetry und Raman/Rayleigh-Streuung sowie Aspekte der experimentellen Applikation zur Messung von Geschwindigkeiten, Temperaturen und Stoffmengenanteilen in turbulenten Flammen.*

#### 3.1 Stratifizierter Brenner

##### 3.1.1 Konstruktion

Der stratifizierte Brenner dient der Generierung eines Satzes turbulenter, vorgemischter Flammen mit der Möglichkeit, Scherung und Schichtung innerhalb einer turbulenten Mischungsschicht parametrisch zu variieren. Die Konstruktion des Brenners genügt dabei den Anforderungen hinsichtlich der Zugänglichkeit für optische Messtechniken und den Randbedingungen für numerische Simulationen (vgl. [KAPITEL 1.2.3](#)). Die generelle Idee ist, Flammen zu generieren, die bei möglichst einfachem Strömungsfeld (radialsymmetrisch, kein Drall) die gewünschten Phänomene Scherung und Schichtung aufweisen. Die Geometrie versucht dabei, andere Effekte (Rezirkulation etc.) weitestgehend zu vermeiden und gleichzeitig definierte Einströmrandbedingungen zu gewährleisten.

Der Brenner (vgl. [ABBILDUNG 3.1](#)) besteht aus drei konzentrischen Rohren mit Innendurchmessern von 14.8, 37.0 und 60.0 mm. Diese sind axial um jeweils 5 mm gestaffelt, um volle optische Zugänglichkeit mit Optiken kleiner F-Zahl zu den drei Austrittsebenen zu ermöglichen. Das innere Rohr hat eine Wandstärke von 0.75 mm und ist zur Minimierung der Wärmeübertragung auf den ersten Ringspalt aus einer  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Keramik gefertigt. Es enthält einen Flammenhalter und eine Zentrierungsplatte zur Stabilisierung einer im Rohr brennenden Pilotflamme, deren Abgase die Hauptflamme am Rohraustritt entzünden und stabilisieren. Die umgebenden Rohre mit Wandstärken von 1.5 bzw. 2.0 mm sind aus hitzebeständigem Edelstahl gefertigt und zur Minimierung von Rezirkulationszonen am Austritt mit  $15^\circ$  auf 0.5 mm angefast. Sie bilden zusammen mit dem Pilotrohr zwei konzentrische Ringspalten mit ähnlichen hydraulischen Durchmessern von 20.7 bzw. 20.0 mm. Die Zuströmung zu den Ringspalten erfolgt an den Rohreintritten über 16 bzw. 24 Radialbohrungen. Die minimale Rohrlänge zwischen Ein- und Auslass beträgt 500 mm (rund 25 hydraulische Durchmesser) resultierend in einer vollständig ausgebildeten turbulenten Rohrströmung am Austritt. Dies wurde experimentell nachgewiesen [87] anhand der Insensitivität von Mittelwert und Varianz der Geschwindigkeiten sowie des Turbulenzspektrums gegenüber einer Variation der Rohrlänge.

Die beiden Ringspalte können unabhängig voneinander mit vorgemischtem Brennstoff versorgt werden. Durch Einstellen verschiedener Austrittsgeschwindigkeiten wird so die Sche-



nung zwischen den Strömen variiert. Analog kann eine (globale) radiale Schichtung über die Äquivalenzverhältnisse eingestellt werden. Die Hauptflamme wird mit einer mager vorge-mischten Pilotflamme stabilisiert, die vollständig innerhalb des zentralen Pilotrohres brennt. Diese sitzt auf dem Flammenhalter auf, der 40 mm stromaufwärts der Austrittsebene des Pilotrohres positioniert ist. Die Position des Flammenhalters ist so optimiert, dass die austre-tenden Abgase vollständig verbrannt und das Profil der Austrittsgeschwindigkeit möglichst flach ist, d.h. keine Aufprägung der Geometrie des Flammenhalters mehr aufweist. Gleich-zeitig wird der Wärmeübergang zum ersten Ringspalt minimiert und der dort zuströmende Brennstoff erwärmt sich um nicht mehr als 1 K. Eine Lochplatte stromauf des Flammenhal-ters dient zu dessen Zentrierung und soll eine Pfropfenströmung erzeugen. Beide Teile sind an einem zentralen Gestänge angebracht und können zum Zünden der Pilotflamme bis an die Austrittsebene stromab verfahren werden. Die Zuströmgeschwindigkeit zum Piloten ist so gewählt, dass die Geschwindigkeit der verbrannten Gase am Austritt annähernd mit der der kalten Gase im ersten Ringspalt übereinstimmt und die Scherung somit minimal ist. Ge-nerell wird die Idee verfolgt, den Einfluss des Piloten auf die eigentliche Hauptflamme so gering als möglich zu gestalten. Alle Gasströme werden über elektronische Massendurch-flussregler (*Mass Flow Controllers*, MFCs, Bronkhorst High-Tech) eingestellt und kontrolliert.

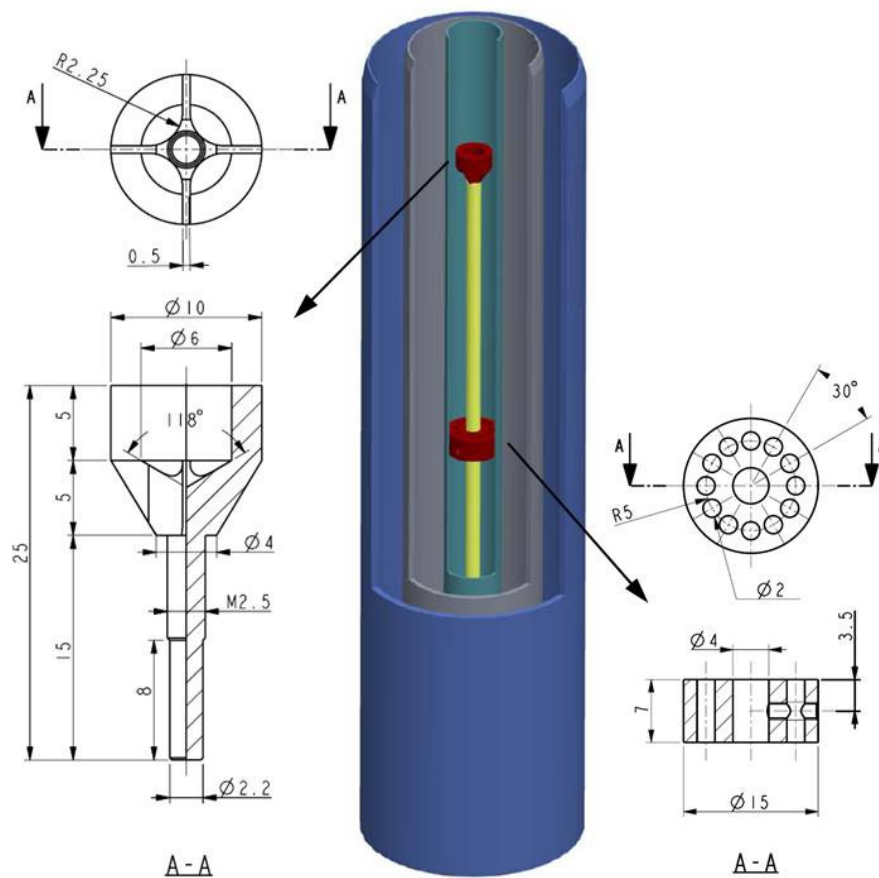


ABBILDUNG 3.1 – Schema des stratifizierten Brenners sowie des Flammenhalters und der Zentrierungsplatte.

Der gesamte Brenner ist in einem Strom hochreiner Luft (sog. *Coflow*) von 600 mm Durchmesser und einer Geschwindigkeit von rund 0.1 m/s angeordnet, um definierte Strömungsrandbedingungen herzustellen und gleichzeitig Staubpartikel der Umgebung fernzuhalten, welche die Messtechnik (Raman/Rayleigh-Streuung) negativ beeinflussen.

### Fehleranalyse

Die Zentrierung und Staffelung der drei Rohre (relativ zum äußeren Rohr) wird mit einer geeigneten mechanischen Justierhilfe eingestellt und überprüft. In axialer Richtung kann die Positioniergenauigkeit auf etwa  $\pm 0.1$  mm abgeschätzt werden. In radialer Richtung gilt der gleiche Wert für die relative Position der beiden äußeren Edelstahlrohre zueinander. Die Genauigkeit der radialen Positionierung des Keramik-Pilotrohres ist aufgrund der größeren Fertigungstoleranzen (Durchmesser, Wandstärke, Rundheit) etwas geringer und wird mit etwa  $\pm 0.25$  mm angesetzt. Daraus ergeben sich für die Spaltweiten des inneren bzw. äußeren Ringspaltes maximale Abweichungen von rund  $\pm 3$  % bzw.  $\pm 1$  % der nominalen Spaltweiten. Die Zentrierung des Flammenhalters ist aufgrund seiner Verfahrbarkeit und der schweren Zugänglichkeit im Pilotrohr deutlich ungenauer und wird mit  $\pm 1$  mm abgeschätzt. Experimentell wurde festgestellt, dass dadurch die Mittelwertprofile der axialen Geschwindigkeit am Austritt radiale Asymmetrien von bis zu  $\pm 10$  % bei den isothermen Konfigurationen i2 aufweisen. Dagegen ist bei den Konfigurationen i1 und r mit reagierendem Piloten der Effekt vernachlässigbar (zur Definition der Betriebspunkte und Termini vgl. [KAPITEL 3.1.2](#) sowie [TABELLE 3.1](#)).

### 3.1.2 Betriebspunkte

Die untersuchten Konfigurationen sind in [TABELLE 3.1](#) aufgelistet. Jede reagierende Konfiguration wird durch (teilweise) isotherme Vergleichskonfigurationen ergänzt, die, da ohne Verbrennung, eine Vereinfachung darstellen und als Zusatz der Datenbasis zur Validierung numerischer Simulationen gedacht sind. Die aufgeführten Geschwindigkeiten sind die *Bulk*-Geschwindigkeiten der unverbrannten Gase. Im Falle der beiden Ringspalte entsprechen diese Geschwindigkeiten den mittleren *Austritts*geschwindigkeiten, da der Brennstoff erst stromab der Austrittsebenen zu verbrennen beginnt. Für den Piloten entsprechen sie den *Anström*geschwindigkeiten des Flammenhalters, allerdings nicht der Austrittsgeschwindigkeit der thermisch expandierten Gase. Das Akronym TSF steht für *Turbulent Stratified Flame*, die Erweiterung r steht für vollständig reagierende Konfigurationen (Pilot- und Ringspaltgase brennen), i1 für reagierenden Piloten aber isotherme Ringspalte (reine Luft wird ausgeströmt) und i2 für vollständig isotherme Konfigurationen, wobei die *Bulk*-Geschwindigkeit des Piloten an die des inneren Ringspalts angeglichen wird, um die Scherung zu minimieren. In dieser Arbeit ist, wenn nicht anders angegeben, stets die reagierende Konfiguration gemeint. Als Brennstoff wird, wenn nicht anders erwähnt, reines Methan (Reinheitsgrad 99.5 %, Linde) verwendet. Bei zwei Konfigurationen ist dieses in den Ringspalten (nicht im Piloten) durch Ethen ( $C_2H_4$ ) substituiert. Im Vergleich zu Methan hat Ethen eine 1.6-fach hö-

here Verbrennungsenthalpie und eine etwa doppelte laminare Brenngeschwindigkeit im stöchiometrischen Punkt [79]. Im Folgenden werden Flammen mit unterschiedlichen Äquivalenzverhältnissen in den Ringspalten als *stratifiziert* und solche mit unterschiedlichen *Bulk*-Geschwindigkeiten als *geschert* bezeichnet. Analog werden sie bei gleichen Werten *nicht stratifiziert* bzw. *nicht geschert* genannt. Die unterschiedlichen Konfigurationen lassen sich somit u.a. wie folgt kategorisieren:

- Stratifizierung, keine Scherung: TSF\_A, B, F,
- Scherung, keine Stratifizierung: TSF\_E,
- Stratifizierung und Scherung: TSF\_C, D, H, J,
- keine Stratifizierung, keine Scherung: TSF\_G, I, K.

TABELLE 3.1 – Isotherme (i1, i2) und reagierende (r) Konfigurationen der Flammenserie *Turbulent Stratified Flames* (TSF).  $\phi$  ist das Äquivalenzverhältnis,  $u$  die *Bulk*-Geschwindigkeit und  $Re$  die Reynolds-Zahl am Austritt, berechnet aus der *Bulk*-Geschwindigkeit und dem hydraulischen Durchmesser des jeweiligen Ringspaltes bei 295 K (kinematische Viskositäten vgl. [88]).  $P$  bezeichnet die thermische Leistung bei angenommener vollständiger Verbrennung.  $l$  ist die ungefähre Flammenlänge, definiert als die axiale Ausdehnung der hellblauen Bereiche in den Flammenfotos (vgl. ABBILDUNG 3.2). Wenn nicht anders angegeben, dient Methan als Brennstoff.

Konfiguration	$\phi_{\text{Pilot}}$	$u_{\text{Pilot}}$ [m/s]	$\phi_{\text{Slot1}}$	$u_{\text{Slot1}}$ [m/s]	$Re_{\text{Slot1}}$	$\phi_{\text{Slot2}}$	$u_{\text{Slot2}}$ [m/s]	$Re_{\text{Slot2}}$	$P_{\text{total}}$ [kW]	$l$ [mm]
TSF_A_r	0.9	1	0.9	10	13 600	0.6	10	13 100	72	120
TSF_A_i1	0.9	1	0	10		0	10			
TSF_A_i2	0	10	0	10		0	10			
TSF_B_r	0.9	1.5	0.9	15	20 400	0.6	15	19 600	109	150
TSF_B_i1	0.9	1.5	0	15		0	15			
TSF_B_i2	0	15	0	15		0	15			
TSF_C_r	0.9	1	0.9	10	13 600	0.6	5	6700	53	110
TSF_C_i1	0.9	1	0	10		0	5			
TSF_D_r	0.9	1	0.9	10	13 600	0.6	20	26 200	111	130
TSF_D_i1	0.9	1	0	10		0	20			
TSF_E_r	0.9	1	0.9	10	13 600	0.9	5	6600	64	110
TSF_F_r	0.9	1	0.9	10	13 600	0.75	10	13 100	83	120
TSF_G_r	0.9	1	0.9	10	13 600	0.9	10	13 100	94	130
TSF_H_r	0.9	0.6	0.6 (C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> )	10	14 000	0.9	5	6800	53	110
TSF_I_r	0.9	0.6	0.6 (C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> )	10	14 000	0.6	10	13 400	63	150
TSF_J_r	0.9	0.6	0.6	10	13 500	0.9	5	6600	52	(320)
TSF_J_i1	0.9	0.6	0	10		0	5			
TSF_J_i2	0	6	0	10		0	5			
TSF_K_r	0.9	0.6	0.6	10	13 500	0.6	10	13 100	61	(250)
TSF_L_r	0.9	1	1.4	10	13 700	0.6	10	13 100	90	220

Die aufgelisteten Konfigurationen wurden im Rahmen dieser Arbeit mit unterschiedlichen Methoden hinsichtlich Geschwindigkeits- und Skalarfeldern charakterisiert. In [TABELLE 3.2](#) sind zudem sämtliche veröffentlichten Arbeiten zum stratifizierten Brenner referenziert.

Im Regime-Diagramm der turbulenten Verbrennung liegen die untersuchten Flammen im Bereich der dünnen Reaktionszonen mit Überlappung in die Bereiche der gefalteten bzw. aufgebrochenen Flammenfronten (vgl. [ABBILDUNG 4.1](#)). Fotografien der Flammen sind in [ABBILDUNG 3.2](#) gezeigt und werden im Einzelnen zusammen mit den Resultaten der durchgeführten Messungen interpretiert. Die in [TABELLE 3.1](#) aufgelisteten Flammenlängen entsprechen der axialen Ausdehnung der hellblauen Bereiche in den Flammenfotografien.

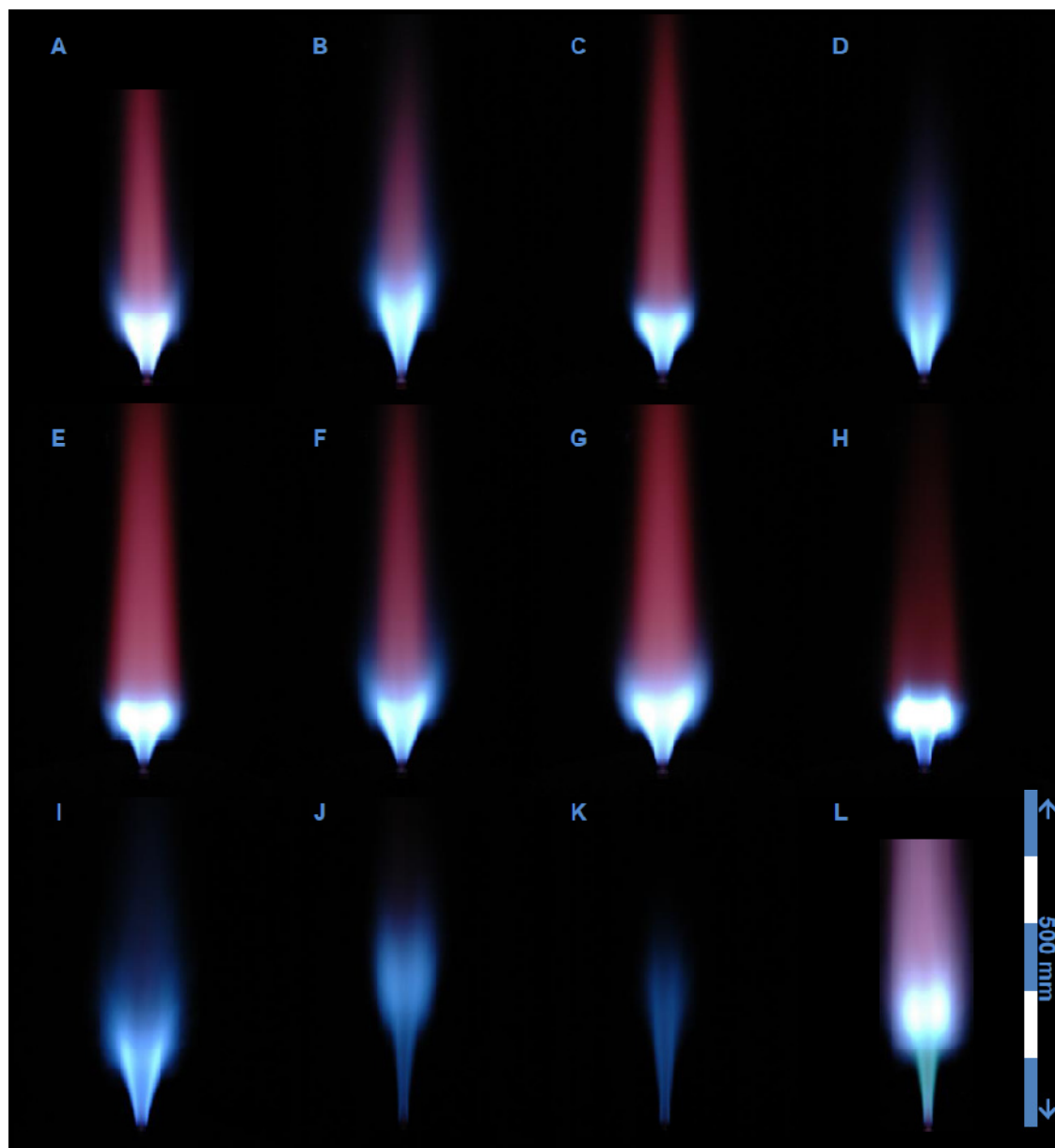


ABBILDUNG 3.2 – Fotografien der untersuchten Flammen (Nikon D70s, Belichtungszeit 400 ms, Brennweite 32 mm, Empfindlichkeit ISO 400, 250 mm über und 900 mm entfernt vom Pilot-Austritt).

TABELLE 3.2 – Veröffentlichungen im Kontext des stratifizierten Brenners.

Jahr	Autor	Typ	Referenz	Inhalt
2005	M. Prüfert	Studienarbeit	[89]	Konzept, Konstruktion, Stabilitätsbereiche, Voruntersuchungen
2006	M. Prüfert	Diplomarbeit	[87]	Modifikationen, HDA, OH-PLIF
2008	C. Beyer	Diplomarbeit	[90]	LDA, Highspeed-PIV
2009	F. Seffrin et al.	Konferenz-Paper	[91]	LDA, Highspeed-PIV
2010	F. Seffrin et al.	Journal-Paper	[74]	LDA, Highspeed-PIV
2010	B. Böhm et al.	Konferenz-Paper	[75]	Planare Rayleigh-Streuung, simult. OH-PLIF / Tracer PLIF

### Fehleranalyse

Die Genauigkeit der Volumenströme von Brennstoff und Luft ist maßgeblich durch die Genauigkeit der elektronischen Massendurchflussregler determiniert. Der systematische Fehler wird vom Hersteller mit maximal 1 % (typischerweise 0.5 %) des maximalen und die Wiederholgenauigkeit mit 0.2 % des eingestellten Durchflusses angegeben. Da die Regler nicht immer bei maximalem Durchfluss betrieben werden, wird die systematische Ungenauigkeit der Volumenströme auf maximal 5 %, typischerweise auf kleiner 2.5 % abgeschätzt. Zusätzlich werden alle MFCs mit einer Kalibriereinheit mit ähnlicher Genauigkeit (basierend auf Massendurchflussmessern, Bronkhorst High-Tech) gegengeprüft, um die Kalibrierungen auf Konsistenz zu überprüfen. Der Fehler, der sich daraus bei der Mischung von Luft und Brennstoff für das Äquivalenzverhältnis ergibt, liegt im untersuchten Betriebsbereich bei etwa 0.02 (typisch) bis 0.04 (maximal) Einheiten.

## 3.2 Techniken moderner Verbrennungsdiagnostik

So gut wie alle zurzeit etablierten Techniken der Verbrennungsdiagnostik [92] basieren auf dem Einsatz von Lasern. Der Grund hierfür ist, dass optische im Vergleich zu Sondenmessungen nicht intrusiv sind und Laser Lichtquellen mit herausragenden Eigenschaften darstellen, mit deren Hilfe die in KAPITEL 1.2.3 geforderten Eigenschaften der Messtechnik i.d.R. erfüllt werden können. Die potenziell hohe Intensität bzw. Pulsenergie von Lasern ermöglicht starke Signale und entsprechende Signal-zu-Rausch-Verhältnisse. Gepulste Laser erlauben Momentaufnahmen der Prozesse und machen nicht lineare spektroskopische Prozesse zugänglich. Die schmale spektrale Bandbreite und Kohärenz der Strahlung führt zu einer beugungsbegrenzten Fokussierbarkeit, was zum Erreichen einer hohen räumlichen Auflösung der Messtechnik meist unerlässlich ist und zusätzlich Interferenzfähigkeit gewährleistet. Spektroskopisch gesehen, ist die monochromatische Strahlung höchst selektiv. Die eingesetzten Detektoren müssen ausreichend schnell und empfindlich sein und die Messdaten zur gängigen elektronischen Datenverarbeitung digital zur Verfügung stellen, sodass heutzutage meist intensivierte und nicht intensivierte CCD- oder CMOS-Flächendetektoren eingesetzt werden. Für Punktmessungen können auch analog-digital-gewandelte *Photomultiplier* oder Photodioden zum Einsatz kommen.

Der folgende Abschnitt soll einen Überblick über die vielfältigen Techniken zur Verbrennungsdiagnostik geben und legt dabei den Schwerpunkt auf quantitative Methoden zur Konzentrations-, Temperatur- und Geschwindigkeitsbestimmung, wie sie im Kontext dieser Arbeit durchgeführt wurden. Für Details sei auf die einschlägige Literatur [92] verwiesen.

### 3.2.1 Techniken zur quantitativen Bestimmung von Konzentrationen, Temperaturen und Geschwindigkeiten

Zur Bestimmung der **Konzentration von Minoritätenspezies** wird vor allem die Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) eingesetzt. Durch die Zugabe sog. *Tracer-Spezies* (sog. *Tracer-LIF*) können darüber hinaus auch Mischungsprozesse untersucht und die mit Mischung in Zusammenhang stehenden Größen, wie das Äquivalenzverhältnis oder der Mischungsgrad, bestimmt werden. Die LIF ist hochspezifisch und sensitiv und kann für viele Spezies adaptiert werden. Ein entscheidender Nachteil für quantitative Messungen ist die Beeinflussung der Fluoreszenz durch konkurrierende *Quenching*-Prozesse. Dieser Nachteil kann mit kurzen Laserpulsen (Picosekunden-LIF) umgangen werden. Eine weitere gängige Technik ist *Coherent Anti-Stokes Raman Scattering* (CARS), die aufgrund der Kohärenz und Intensität des Signals und der Unempfindlichkeit gegen Interferenzen auch noch in schwierig zugänglichen und messtechnisch anspruchsvollen Systemen eingesetzt werden kann. Andere Techniken sind aus verschiedenen Gründen nur bedingt für Verbrennungssysteme geeignet. *Resonance Enhanced Multiphoton Ionization* (REMPI) ist intrusiv, da zusätzlich zur anregenden Strahlung ein Sensor eingebracht werden muss. *Degenerate Four-Wave Mixing* (DFWM), *Laser-Induced Thermal Grating Spectroscopy* (LITGS) und Polarisationspektroskopie (PS) reagieren sehr sensitiv auf die experimentellen Randbedingungen und den thermo-kinetischen Zustand der Probe und sind nur bei sorgfältiger Betrachtung dieser Effekte und ggf. unter Einsatz kombinierter Techniken quantitativ. *Cavity Ringdown Spectroscopy* (CRD) und *Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy* (TDLAS) sind *Line-of-Sight*-Methoden und daher zunächst einmal nicht ortsauflösend.

Zur Messung der **Konzentration von Hauptspezies** existiert die Spontane Raman-Streuung (SRS), mit deren Hilfe alle Hauptspezies gleichzeitig bestimmt werden können. Somit wird auch das lokale Äquivalenzverhältnis gemessen, und Mischungsprozesse werden messtechnisch zugänglich. Diese Technik wurde in der vorliegenden Arbeit eingesetzt.

Die **Temperatur** kann prinzipiell auf zweierlei Arten gemessen werden: Zum einen kann von der Teilchenzahldichte auf die Temperatur geschlossen werden, wenn es sich um ein System konstanten Druckes handelt. Zum anderen kann man sich auch temperaturabhängige relative Besetzungsdichten, die sich in der Form von spektralen Signaturen äußern, zunutze machen. Der ersten Kategorie gehört die konzeptionell einfache Rayleigh-Streuung an. Der entscheidende Nachteil ist, dass der effektive Streuquerschnitt bekannt sein muss, welcher von der stofflichen Zusammensetzung abhängt. In Kombination mit der Raman-Streuung zur Konzentrationsbestimmung, wie in dieser Arbeit durchgeführt, wird dieser Nachteil aufgehoben, zumal beide Typen von Streuung mit dem gleichen Laser instantan angeregt werden.

Als alleinstehende Technik ist die Rayleigh-Streuung ansonsten nur in Systemen mit geringen Änderungen des Streuquerschnitts einsetzbar. Unter der Voraussetzung, dass die Moleküle bei Temperaturerhöhung nicht in Raman-inaktive Spezies zerfallen, kann auch die integrale Intensität aller Spezies bei der Raman-Streuung als Temperaturindikator dienen, allerdings bei sehr viel geringeren Intensitätsniveaus. Die Methode der Raman-Streuung lässt sich auch in die zweite Kategorie einordnen, da die Temperatur das Verhältnis der Stokes'schen zur Anti-Stokes'schen Streuung und die relativen Intensitäten einzelner Rotationslinien (von z.B.  $N_2$ ) bestimmt. Auf dem gleichen Prinzip beruht die Temperaturmessung mittels CARS und LIF, letztere unter Verwendung geeigneter atomarer oder molekularer *Tracer*.

Die breit eingesetzten Methoden zur Messung der **Geschwindigkeit** in Strömungen basieren auf der Lichtstreuung an hinzugefügten Streupartikeln. Hierzu gehören die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) und die *Particle Image Velocimetry* (PIV). Beide wurden in dieser Arbeit angewandt. Andere Techniken nutzen klassische spektroskopische Methoden unter Ausnutzung der Doppler-Verschiebung des Signals und kommen z.T. auch ohne Streupartikel aus. Beispiele sind LIF, *Filtered Rayleigh Scattering* (FRS) und *Planar Doppler Velocimetry* (PDV). Auf der optischen Markierung von Molekülen beruht die *Molecular Tagging Velocimetry* (MTV).

### 3.2.2 Laser-Doppler-Anemometrie

#### 3.2.2.1 Grundlagen und Prinzip

Die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) ist eine optische Messtechnik zur punktuellen (0-dimensionalen) Bestimmung von Geschwindigkeiten in einem Fluid. Der folgende Abschnitt erläutert die Grundlagen sowie messtechnischen Realisationsmöglichkeiten dieser Messtechnik [93].

Die LDA basiert auf der Streuung von Licht an Partikeln in der Strömung. Diese können bereits im Fluid vorhandenen sein (z.B. Brennstofftröpfchen) oder werden bewusst zugegeben. Die flüssigen oder festen Partikel müssen klein genug sein, um der Strömung zu folgen und die gemessene Partikelgeschwindigkeit mit der Fluidgeschwindigkeit gleichsetzen zu können. Das Folgevermögen wird durch die Basset-Boussinesq-Oseen-Gleichung beschrieben [94]. Für Partikel mit im Vergleich zum Fluid hoher Massendichte ist die Grenzfrequenz (*Cut-off Frequency*), der die Partikel mit einem gewissen Schlupf  $s$  noch folgen können:

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau_0} \sqrt{\frac{1}{(1-s)^2} - 1} \quad (3.1)$$

mit dem Schlupf (*Slip*)

$$s = \frac{u_f - u_p}{u_f} \quad (3.2)$$



und den Geschwindigkeiten des Fluids  $u_f$  bzw. Partikels  $u_p$ . Die charakteristische Zeit ergibt sich zu

$$\tau_0 = \frac{\rho_p d_p^2}{18\eta} \quad (3.3)$$

bei Partikeln mit der Dichte  $\rho_p$  und dem Durchmesser  $d_p$ .  $\eta$  ist die dynamische Viskosität des Fluids. Neben der Wahl geeigneter Partikel muss des Weiteren auf eine gleichmäßige Partikelkonzentration geachtet werden, da es sonst zu einer Ungleichgewichtung von Partikelgeschwindigkeiten verschiedener Historie (z.B. in einer Scherströmung) kommen kann, die eine inkorrekte Berechnung der Statistiken nach sich zieht.

Die Streuung an idealisierten mesoskopischen Partikeln des Durchmessers  $d_p$  in der Größenordnung der Wellenlänge  $\lambda$  des gestreuten Lichts wird als Lorenz-Mie-Streuung bezeichnet und von der Mie-Theorie [95] beschrieben. Deren wichtigste Aussagen im Kontext der LDA sind, dass die Strahlungsintensität an einem bestimmten Raumpunkt (in Polar-Koordinaten)

$$I = I_0 S(\vec{r}, q, n) \quad (3.4)$$

abhängt von der eingestrahnten Intensität  $I_0$  und einer Streuungsfunktion  $S$  des Brechungsindex  $n$ , des Abstandes und der Richtung  $\vec{r}$  zwischen Beobachtungspunkt und Inzidenz-Ebene sowie dem Mie'schen Parameter

$$q \equiv \pi d_p \lambda. \quad (3.5)$$

Die Intensitäten weisen deutliche Oszillationen im Raum auf, sodass zur optimalen Detektion der Streustrahlung bestimmte Beobachtungswinkel vorzuziehen sind. Die Größe der Partikel wiederum (falls diese frei wählbar wäre) stellt stets einen Kompromiss zwischen Streuintensität einerseits und dem Folgevermögen bzw. der Modulation des Signals im Interferenzstreifenmuster (vgl. [ABBILDUNG 3.3](#)) andererseits dar. Der Name der LDA rührt von der Tatsache her, dass die Frequenz des an den Partikeln gestreuten Lichts mit der von der Geschwindigkeit der Partikel abhängigen Doppler-Frequenz moduliert wird. Diese Frequenzverschiebung ist allerdings zu klein, als dass sie messtechnisch erfasst werden könnte. Stattdessen hat sich in der Praxis das sog. Kreuzstrahl-Verfahren (vgl. [ABBILDUNG 3.3](#)) etabliert, bei dem zwei fokussierte, sich überkreuzende Laserstrahlen interferieren und dabei ein Interferenzstreifen-Muster ausbilden. Durchquert ein Partikel diese alternierenden hellen und dunklen Bereiche, so moduliert seine Streuintensität mit einer Frequenz

$$f_D = \frac{u_p^\perp}{d_f}, \quad (3.6)$$

die von seiner Geschwindigkeit  $u_p^\perp$  senkrecht zum Muster sowie dem Streifenabstand  $d_f$  abhängt. Diese Frequenz ist äquivalent zur (nicht messbaren) Doppler-Frequenz. Der Streifenabstand



$$d_s = \frac{\lambda}{2n \sin \theta/2} \quad (3.7)$$

hängt von der Wellenlänge  $\lambda$  des Lasers, dem Brechungsindex  $n$  sowie dem Kreuzungswinkel  $\theta$  der Teilstrahlen ab. Das vom Partikel gestreute Licht wird mit einer Empfangsoptik gesammelt, einem geeigneten Detektor zugeführt und die Doppler-Frequenz und daraus die Geschwindigkeit i.d.R. unmittelbar in einem Signalprozessor bestimmt. Um auch die *Richtung* der Partikel zu bestimmen, wird einer der beiden Teilstrahlen in seiner Frequenz variiert (meist mithilfe eines akusto-optischen Modulators), wodurch ein dynamisches Interferenzstreifen-Muster erzeugt wird und sich die Doppler-Frequenzen von Partikeln unterschiedlicher Bewegungsrichtung unterscheiden. Unter Verwendung zusätzlicher Laserstrahlpaare können alle drei Komponenten der Geschwindigkeit gemessen werden.

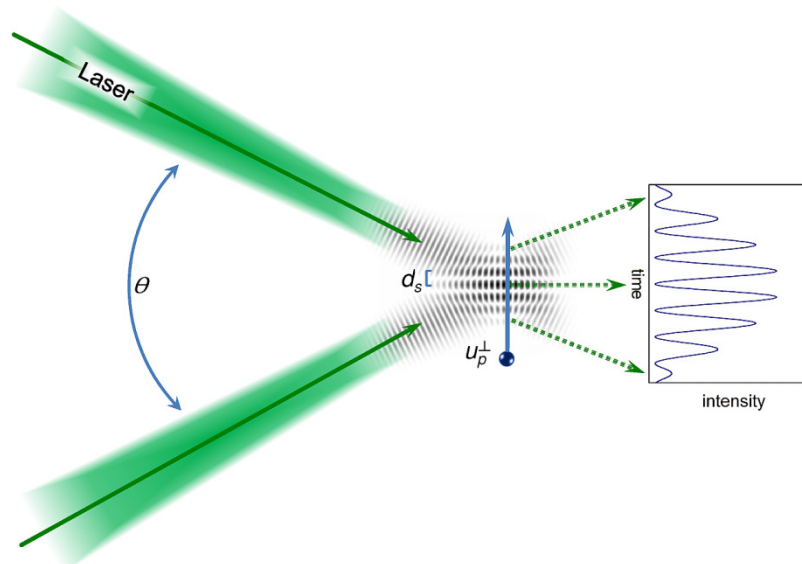


ABBILDUNG 3.3 – Prinzip der LDA. Zwei sich kreuzende und interferierende Laserstrahlen bilden ein Interferenzstreifen-Muster aus. Die Streuintensität eines durchfliegenden Partikels moduliert mit einer Frequenz, die von seiner Geschwindigkeit und dem Streifenabstand abhängt.

### 3.2.2.2 Experimentelle Realisierung

Für die Messung der Geschwindigkeiten werden den Gasströmen des stratifizierten Brenners und des *Coflow* getrocknete und gesiebte MgO-Partikel (Korngröße typischerweise  $1\ \mu\text{m}$ ) beigefügt. Hierzu werden individuell einstellbare Bürsten-*Seeding*-Generatoren (Pilot und innerer Ringspalt) bzw. Wirbelbett-*Seeding*-Generatoren mit variablem Bypass (äußerer Ringspalt und *Coflow*) verwendet. Die Menge der beigefügten Partikel wird so gewählt, dass einerseits keine nennenswerte visuelle oder akustische Modifikation der Flamme eintritt, andererseits die Datenrate möglichst hoch ist. Die Homogenität zwischen den einzelnen Strömen wird durch visuelle Inspektion der Mie-Streuung des eingesetzten Lasers sichergestellt.

Mit einem handelsüblichen 2-Komponenten-LDA-System (Dantec) in Verbindung mit einem fiberoptisch gekoppelten Argon-Ionen-Laser im Multilinen-Modus (Coherent) werden im Vorwärtsstreu-Modus bei einem Detektionswinkel von  $40^\circ$  zur Laserstrahlachse radiale sowie axiale Geschwindigkeitskomponenten (im Koordinatensystem der Strömung) gemessen. Zur Detektion der Mie-Streuung kommt eine fiberoptisch an die Photomultiplier-Einheit gekoppelte Linse mit einer Brennweite von 500 mm zum Einsatz. Eine in der Linse vertikal montierte Schlitzmaske limitiert das Messvolumen dabei in horizontaler Laserstrahlrichtung. In Vertikal- und Strahltiefenrichtung hingegen wird es durch den Durchmesser des Laserstrahles selbst begrenzt. Somit ergibt sich die Größe des rotationsellipsoiden Messvolumens [93] bzw. die räumliche Auflösung der Messtechnik zu etwa  $320 \times 100 \times 100 \mu\text{m}^3$  (radial x axial x tangential im Koordinatensystem der Strömung).

### 3.2.2.3 Momente der Geschwindigkeit und abgeleitete Größen

Das LDA-System liefert direkt die intern prozessierten Geschwindigkeiten und weitere Größen der Einzelereignisse. Daraus erfolgt die Berechnung von Mittelwerten und Standardabweichungen unter Transitzeit-Wichtung [93]. Die turbulente kinetische Energie wird unter Gleichsetzung der (nicht gemessenen) tangentialen Fluktuation mit der radialen Fluktuation berechnet (vgl. FORMEL (2.14)). Durch Traversierung des Brenners werden Radialprofile der Geschwindigkeitsgrößen in verschiedenen axialen Entfernungen zur Düse gemessen. Die Abstände der Messvolumina betragen typischerweise 1 bis 5 mm in Abhängigkeit der lokalen Gradienten der Mittelwerte. Typischerweise werden an allen Messpunkten 10 000 validierte Einzelereignisse aufgezeichnet. An den Austrittsebenen des Piloten und der Ringspalte werden zur möglichst genauen Charakterisierung der Einstromrandbedingungen sogar 20 000 Ereignisse erfasst. Lediglich in Gebieten niedriger Datenrate (in Bereichen niedriger Strömungsgeschwindigkeit oder eingeschränktem Sichtwinkel der Empfangsoptik) umfasst die Stichprobe weniger Ereignisse, mindestens aber 1000. Der Anteil von Messpositionen mit weniger als 5000 validierten Partikeln beträgt in keinem der radialen Schnitte mehr als 10 %. Die Implikation dieser Werte auf die statistische Sicherheit der Messung wird in der Fehleranalyse aufgezeigt.

### Fehleranalyse

Da die LDA eine kalibrationsfreie Methode ist, sind größere *systematische* Fehler bei den Mittelwerten der Geschwindigkeit nicht zu erwarten, solange die mit der Transitzeit gewichtete Mittelung angewandt wird und die Parameter des Versuchsaufbaus (Laserwellenlänge, geometrische Anordnung der Optiken, ...) bei der Rohdatenauswertung korrekt berücksichtigt werden. Lediglich die endliche Größe des LDA-Messvolumens (s.o.) bewirkt eine „Abrundung“ der Mittelwertprofile bei großen 2. Ableitungen (d.h. an Stellen mit großen räumlichen Ableitungen der Gradienten), jedoch nur an Positionen, an denen die Skalen der Intermittenz kleiner sind als das Messvolumen. Das ist faktisch nur im düsen nahen Bereich in der Nähe der Rohrwände der Fall. Fehler, die auf ungleichmäßige *Seeding*-

Partikelkonzentrationen zurückzuführen sind, können, da selbige visuell überprüft werden und die einzelnen Ströme des stratifizierten Brenners ähnliche *Bulk*-Geschwindigkeiten aufweisen, als vernachlässigbar klein gegenüber statistischen Ungenauigkeiten und systematischen Ungenauigkeiten anderer Herkunft (z.B. Massendurchflüsse der Gase) angenommen werden. Die Konsistenz mit PIV-Daten unterstützt diese Annahme und untermauert eine hohe systematische Genauigkeit beider Methoden.

Wohl aber können verschiedene Rauschterme zu einer scheinbaren Verbreiterung der Verteilung der gemessenen Doppler-Frequenzen (sog. *Broadening*) und damit der Verteilung der Geschwindigkeiten beitragen. Messtechnisch macht sich dies in einer systematisch zu hoch gemessenen Fluktuation bemerkbar. Unter den Bedingungen der durchgeführten LDA-Experimente spielt lediglich der mit dem radialen Gradienten des Mittelwertes der Axialgeschwindigkeit in Zusammenhang stehende Rauschanteil

$$\sigma_{noise} = \frac{d_{PV, radial}}{2} \frac{\partial u_{axial}}{\partial r} \quad (3.8)$$

eine Rolle [93], welcher auf bis zu etwa +0.4 m/s (Standardabweichung, absolut) abgeschätzt werden kann. Der Gradient der Axialgeschwindigkeit  $\partial u_{axial} / \partial r$  in radialer Richtung  $r$  beträgt maximal  $2.5 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$  und die Messvolumengröße  $d_{PV, radial}$  in Gradientenrichtung etwa 320  $\mu\text{m}$ . Der Fehler rührt von der Tatsache her, dass bei steilen Gradienten mehrere deutlich unterschiedlich schnelle Partikel gleichzeitig im Messvolumen zugegen sein können und das Streusignal und damit die Doppler-Frequenz modulieren. Es sei betont, dass dieser Fehler nur bei hohen Geschwindigkeitsgradienten, wie sie im Bereich der Austrittsebene nahe der Rohrkanten für die Axialgeschwindigkeit auftreten, überhaupt eine Rolle spielt. Da die Radialgeschwindigkeiten keine großen Gradienten aufweisen, ist der Fehler hierfür vernachlässigbar. Andere Einflüsse, wie etwa verursacht durch Artefakte der Signalerfassung und -verarbeitung sowie Digitalisierungsrauschen können vernachlässigt werden. Der maximale *relative* Fehler der Fluktuation beträgt damit nach FORMEL (b.5) (in ANHANG b) etwa +2 % bei Turbulenzgraden von typischerweise 0.2 und Strömungsgeschwindigkeiten von 10 m/s.

Die Abschätzung möglicher *statistischer* Fehler soll im Folgenden sowohl theoretisch als auch experimentell betrachtet werden. Nach FORMEL (b.3) weicht bei einer Stichprobe von lediglich 1000 Ereignissen der geschätzte Mittelwert der Geschwindigkeit um weniger als  $\pm 1 \%$  vom tatsächlichen Wert ab (bis zu einem Turbulenzgrad von rund 2 und einem Konfidenzintervall von 90 %). Bis auf sehr wenige Messpositionen direkt am Austritt über den Rohrkanten bzw. weit außerhalb des Brenners in der Strömung des *Coflow* werden sowohl in die Axial- als auch die Radialrichtung durchgängig weitaus niedrigere Turbulenzgrade (z.B. im Bereich von 0.25 bei den Axialgeschwindigkeiten der Konfiguration TSF\_A\_r, vgl. ANHANG a.1) und dadurch potenziell niedrigere Fehler erreicht. Für die Standardabweichung gilt nach FORMEL (b.4) unabhängig vom Turbulenzgrad, dass der Stichprobenumfang etwa 13 500 betragen muss, damit ein relativer Fehler von  $\pm 1 \%$  mit 90%iger Wahrscheinlichkeit unterschritten wird. Bei einem Umfang von 5000 beträgt die obere Fehlerschranke bei gleichem Konfidenzintervall etwa  $\pm 1.6 \%$ , bei einem Umfang von 1000 immerhin noch  $\pm 3.7 \%$ .

Zum Vergleich werden Fehlergrenzen auch experimentell bestimmt. Hierzu werden aus einem Ensemble von  $10^6$  Einzelereignissen jeweils 5000 zufällige Stichproben verschiedenen Umfangs (100 bis 50 000) gezogen und deren Mittelwert (bzw. Standardabweichung) berechnet. In Form eines Streudiagramms (vgl. [ABBILDUNG 3.4](#)) wird bereits qualitativ deutlich, dass die Streuung der Werte mit steigendem Probenumfang kleiner wird. Für die verwendete hohe Anzahl an Stichproben wird die diskrete Verteilung hinreichend glatt und für jeden Stichprobenumfang können Wahrscheinlichkeitsdichten bestimmt werden. Deren Breiten werden mittels Fit mit Standardnormalverteilungen bestimmt, woraus sich durch Division durch den Mittelwert der Verteilung der maximale relative Fehler für das gewählte Konfidenzintervall (vgl. [ANHANG b](#)) quantifizieren lässt.

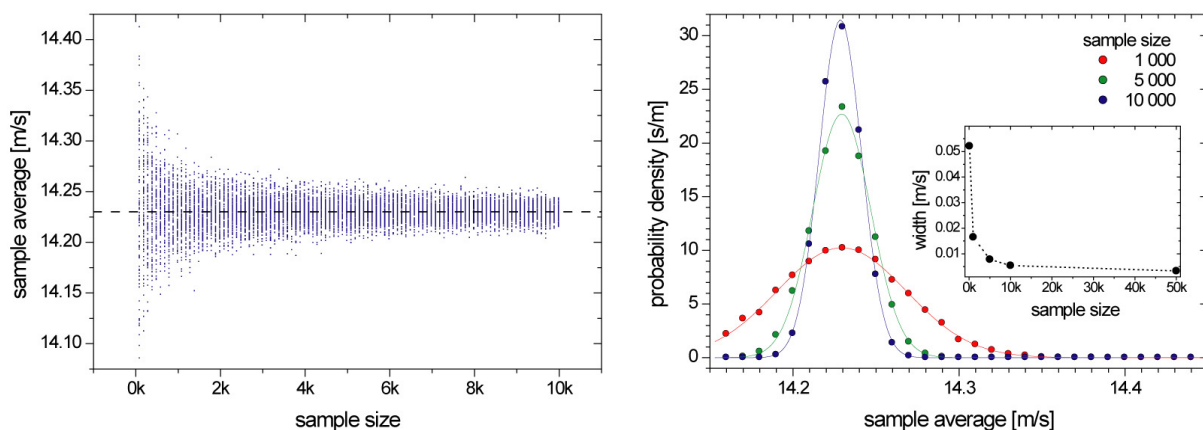


ABBILDUNG 3.4 – Streudiagramm (links) zur Bestimmung der Präzision der LDA-Messungen. Jeder Punkt stellt die aus einer zufälligen Stichprobe (*Sample*) berechnete Zielgröße (*Sample Average*, hier der Mittelwert der Axialgeschwindigkeit) in Abhängigkeit des verwendeten Stichprobenumfangs (*Sample Size*) dar. Die Verteilung der einzelnen Werte eines jeweils bestimmten Stichprobenumfangs wird gut durch eine Standardnormalverteilung wiedergegeben (rechts), deren Breite als Absolutmaß der Streuung angesehen wird.

Die theoretisch abgeleiteten Fehlergrenzen werden in [ABBILDUNG 3.5](#) mit experimentell ermittelten Werten verglichen. Es fällt auf, dass die für die Mittelwerte der Geschwindigkeit bestimmten Fehlerschranken (exemplarisch an verschiedenen Positionen der Flamme TSF\_A\_r für die Axialgeschwindigkeit bestimmt) erst bei Stichprobenumfängen erreicht werden, die deutlich (um Größenordnungen) über den theoretisch prognostizierten liegen. Gleichzeitig ist der relative Fehler aber mit etwa  $\pm 1\%$  bei 100 einbezogenen Ereignissen und kleiner als  $\pm 0.2\%$  bei mehr als 5000 Ereignissen äußerst gering. Eine Begründung für die signifikante Abweichung zwischen Theorie und Experiment kann das Vorhandensein experimenteller Rauschquellen (z.B. bei der Signalverarbeitung im Signal-Prozessor des LDA-Systems) sein, die bei großen Stichprobenumfängen gegenüber der statistischen Unsicherheit präzisionslimitierend sind. Für die Standardabweichungen hingegen gibt es eine gute Übereinstimmung zwischen experimentell bestimmten und theoretischen Fehlerschranken. Werden die etwas ungünstigeren theoretischen Fehlerschranken zugrunde gelegt, kann der maximale Fehler bei einem Konfidenzintervall von 90 % auf kleiner  $\pm 2\%$  bei mehr als 5000

einbezogenen Ereignissen und kleiner  $\pm 4\%$  bei mindestens 1000 Ereignissen abgeschätzt werden.

Zusammenfassend kann für die Mittelwerte der Geschwindigkeitskomponenten sowohl eine sehr hohe Genauigkeit als auch eine sehr hohe Präzision (Fehler kleiner als  $\pm 1\%$ ) für die Majorität der Messpositionen konstatiert werden. Für die Standardabweichungen sind beide Fehler akzeptabel klein (kleiner als  $\pm 2\%$ ).

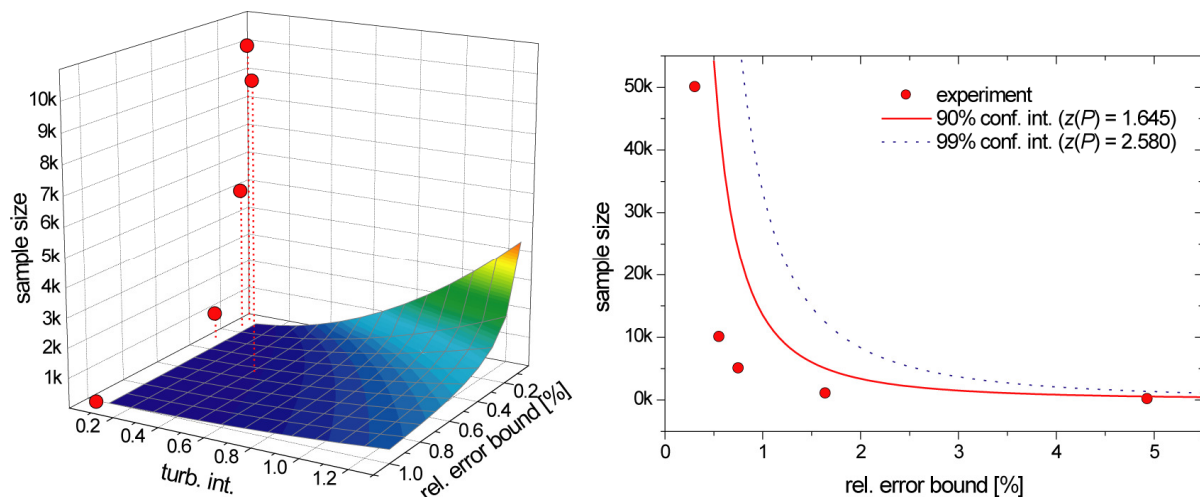


ABBILDUNG 3.5 – Vergleich theoretischer mit experimentell bestimmten statistischen Fehlern. Es ist dargestellt, welcher Stichprobenumfang (*Sample Size*) mindestens nötig ist, um eine bestimmte relative Fehlerschranke (*Error Bound*) zu unterschreiten. Für die Mittelwerte (links) der Messgröße (hier: der Axialgeschwindigkeit) ist der Umfang abhängig von der Turbulenzintensität. Punkte stellen die wie in ABBILDUNG 3.4 bestimmten experimentellen Fehler (die Breite der Verteilung) dar, die Hyperfläche ist die Visualisierung der entsprechenden theoretischen Formeln. Der nötige Stichprobenumfang für die Standardabweichung (rechts) ist hingegen unabhängig von der Turbulenzintensität. Während für die Mittelwerte im Experiment ein deutlich größerer Umfang nötig ist als theoretisch erwartet, gibt es eine gute Übereinstimmung für die Standardabweichungen.

### 3.2.2.4 Zeitreihen und integrale Zeitmaße

Zur Aufnahme von Zeitreihen wird oben beschriebenes LDA-System genutzt, um nur die axiale Geschwindigkeitskomponente zu messen. Eine *Fuzzy-Slotting*-Technik [51, 96] kommt zum Einsatz, um die Autokorrelationsfunktionen aus typischerweise  $10^6$  Einzelereignissen zu bestimmen. Durch numerische Integration bis zum ersten Null-Durchgang werden hieraus die integralen Zeitmaße berechnet. Die Fourier-Transformation einer Autokorrelationsfunktion liefert zudem das Leistungsdichtespektrum, an dem sich die Verteilung der an der Messposition vorhandenen Frequenzen erkennen lässt.

### Fehleranalyse

Die theoretische Obergrenze bei der Messung turbulenter Schwankungsgrößen im Frequenzraum ist durch das Folgevermögen der *Seeding*-Partikel gegeben, welches wiederum von den einwirkenden Massenkräften (proportional zur Partikelgröße hoch 3) im Vergleich zu den Oberflächenkräften (proportional zur Partikelgröße im Quadrat und zur Viskosität des Trägergases) bestimmt wird. Beschrieben durch die Basset-Boussinesq-Oseen-Gleichung sollten unter den Versuchsbedingungen Frequenzen bis mindestens 2000 Hz auflösbar sein [50]. In der Praxis wird diese Grenze aber zumeist durch die Verteilung der Zeitabstände zwischen den Einzelereignissen bestimmt, welche stark von der Datenrate abhängen, die wiederum von der *Seeding*-Dichte abhängt. Experimentell lässt sich der Bereich messtechnisch erfassbarer Frequenzen auf etwa 10 bis 1000 Hz beziffern.

Bei der Bestimmung der turbulenten integralen Zeitmaße sind aufgrund der guten Statistik aus  $10^6$  Ereignissen die Verläufe der Autokorrelationsfunktionen hinreichend glatt (vgl. [ABBILDUNG 3.7](#)), sodass statistische Ungenauigkeiten vernachlässigbar sind. Lediglich an Messpositionen mit kohärenten Strukturen, zu erkennen an einer Oszillation der Autokorrelationsfunktion bzw. an charakteristischen Frequenzen im Spektrum, bleibt offen, bis zu welchem Punkt die Integration tatsächlich vorgenommen werden müsste und inwieweit integrale Zeitmaße zuverlässig bestimmbar sind.

Systematische Fehler können sowohl durch experimentelles Rauschen (z.B. der Detektionseinheit oder der Digitalisierung), als auch durch die endliche Größe des Messvolumens verursacht werden. Ersteres verursacht eine systematische Unterschätzung, letzteres eine systematische Überschätzung der integralen Zeitmaße [97, 98]. Der Argumentation in [97] folgend, wird die Überschätzung hier als dominant angenommen. Gemäß den Betrachtungen in [98] werden die Autokorrelationen im ungünstigsten Fall um maximal +25 %, die integralen Zeitmaße um maximal +15 % überschätzt.

[KAPITEL 3.3](#) bietet eine Übersicht aller quantifizierten Fehler.

### 3.2.3 Particle Image Velocimetry

#### 3.2.3.1 Grundlagen und Prinzip

Die *Particle Image Velocimetry* (PIV) ist eine optische Messtechnik zur flächenhaften (2-dimensionalen) Bestimmung von Fluidgeschwindigkeiten und basiert, analog zur LDA, auf der Streuung von Licht an Partikeln. Die Grundlagen der Interaktion zwischen Fluid und Partikeln sowie der Lichtstreuung an selbigen sind bereits in [KAPITEL 3.2.2](#) beschrieben. In der in dieser Arbeit eingesetzten Konfiguration werden die beiden in der Messebene liegenden Komponenten der Geschwindigkeit gemessen, die Technik kann aber auch auf drei Komponenten (sog. Stereo-PIV) und ein 3D-Volumen erweitert werden. Im Unterschied zur LDA können auf diese Weise auch Geschwindigkeitsgradienten und Größen wie z.B. die Wirbelstärke bestimmt werden.



Anschaulich beschrieben, wird die Verschiebung von Partikeln zwischen zwei Zeitpunkten durch den Vergleich zweier sequenziell aufgenommener Bilder bestimmt [99, 100]. Bei bekanntem optischen Abbildungsmaßstab und Zeitdifferenz  $\Delta t$  ergibt sich der Geschwindigkeitsvektor zu

$$\vec{u} = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{\vec{r}(t + \Delta t) - \vec{r}(t)}{\Delta t} \quad (3.9)$$

mit der räumlichen Verschiebung  $\Delta \vec{r}$  zwischen den beiden Bildern. Die Verschiebung wird, anders als bei der Verfolgung individueller Partikel (sog. *Particle Tracking Velocimetry*), über die diskrete Kreuzkorrelation der Bilder 1 bzw. 2 bestimmt. Für die 2D-PIV in der  $x$ - $y$ -Ebene lautet diese

$$R(\Delta x, \Delta y) = \sum_i \sum_j I_1(i, j) I_2(i + \Delta x, j + \Delta y) \quad (3.10)$$

mit den Intensitäten  $I$  des Pixels mit den Koordinaten  $(i, j)$ . Die Position des Maximums von  $R$  entspricht dann dem gesuchten Verschiebungsvektor.

Zur Aufnahme der beiden Bilder wird die Messebene mit einem Lichtschnitt zweimal möglichst kurz und intensiv beleuchtet (vgl. [ABBILDUNG 3.6](#)). In der Praxis geschieht dies mit entsprechend optisch geformten doppelten Laserpulsen. Die Bilder werden mit einer ausreichend schnellen, heutzutage digitalen Kamera erfasst und zur Bestimmung von Geschwindigkeitsfeldern in Subgruppen, sog. Abfrage-Fenster (*Interrogation Areas*) unterteilt. Die Parameter des Versuches sollten dabei so gewählt werden, dass in jeder Subgruppe einerseits ausreichend Partikel vorhanden sind und abgebildet werden können, um die Kreuzkorrelation zuverlässig zu bestimmen, andererseits die Subgruppen aber klein genug sind, um die charakteristischen Strukturen der Strömung auflösen zu können.

### 3.2.3.2 Experimentelle Realisierung und Datenreduktion

2D-Felder der Geschwindigkeiten (Axial- und Radialkomponente) werden mittels eines hochrepetierenden Systems gemessen. Da die Einzelmessungen untereinander zeitlich korreliert sind, wird neben der klassischen Statistik auch eine kinematografische Visualisierung der Strömung möglich, die ihrerseits zum qualitativen Verständnis der Strömungsphänomene beiträgt.

Für die Messung wird ein frequenzverdoppelter Nd:YVO<sub>4</sub>-Slablaser mit Doppelkavität (Edgewave) verwendet. Der Laserstrahl wird zu einem Lichtschnitt geformt, sodass er im visualisierten Bereich eine ausreichend hohe Intensität aufweist und die Längsachse des Brenners schneidet. Die Repetitionsrate (Doppelpuls zu Doppelpuls) beträgt zwischen 7 und 10 kHz mit Pulsseparationszeiten zwischen 20 und 30  $\mu$ s. Die Mie-Streuung an den *Seeding*-Partikeln (vgl. [KAPITEL 3.2.2](#)) wird mit einer *Highspeed*-CMOS-Kamera (LaVision) aufgenommen. Der abgebildete Bereich beträgt etwa 35 x 35 mm bei einer Pixelzahl zwischen 512 x 512 und 640 x 640.

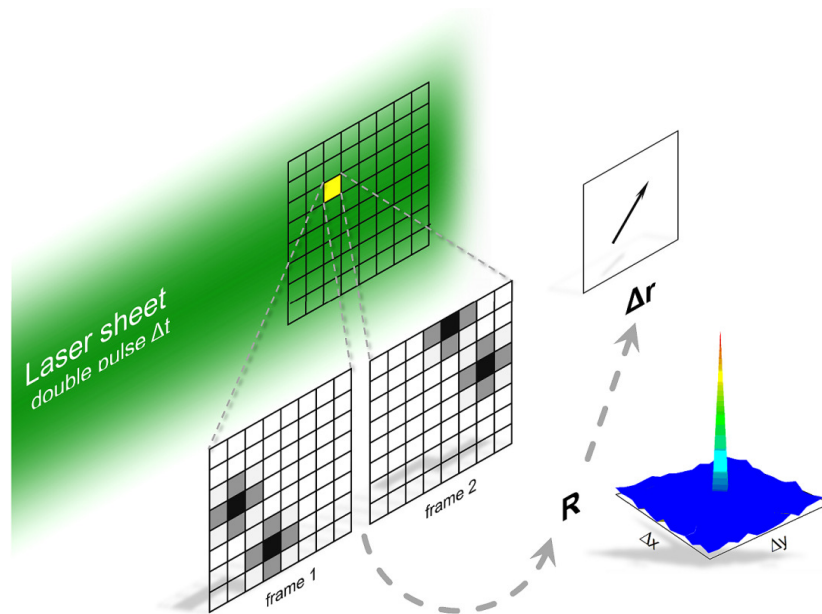


ABBILDUNG 3.6 – Prinzip der *Particle Image Velocimetry*. Die Doppelpulse eines Lasers werden zu einem Lichtschnitt geformt und in die Messebene projiziert. Die aufleuchtenden Partikel werden, synchron zu den Laserpulsen, zweimal mit einer schnellen Kamera abgebildet. Die Bilder werden in Subgruppen unterteilt und für jede einzelne wird jeweils die diskrete Kreuzkorrelation des Paares berechnet. Deren Maximum liefert den Verschiebungs- bzw. Geschwindigkeitsvektor.

Der Datenauswertung liegt die *MatPIV-Toolbox* [100] zugrunde (zu Details und Implementierung vgl. [101]). Es wird ein Signal-zu-Rausch-Filter von 1.2 auf die Korrelationsmatrizen sowie ein 3 x 3-Median-Filter auf die Geschwindigkeitsfelder appliziert, um Daten schlechter Qualität zu diskriminieren und unphysikalische Vektoren zu eliminieren. Die finale Abfrage-Fenstergröße beträgt 16 x 16 Pixel. Zusammen mit der Laserlichtschnittdicke ergibt sich damit eine räumliche Auflösung von besser als  $1300 \times 1300 \times 500 \mu\text{m}^3$  (radial x axial x tangential im Koordinatensystem der Strömung).

### 3.2.3.3 Felder der Geschwindigkeitsmomente

Von typischerweise 4000 Doppelbildern werden die instantanen Vektorfelder bestimmt und daraus die arithmetischen Mittelwerte und Standardabweichungen berechnet. Die Berechnung der turbulenten kinetischen Energie erfolgt wie bei der LDA unter Gleichsetzung der nicht gemessenen tangentialen Fluktuationen mit den radialen Fluktuationen. Die Wirbelstärke wird nach Richardson unter gewichteter Einbeziehung der 8 umgebenden Vektoren berechnet [100].

### Fehleranalyse

Die Konsistenz mit LDA-Daten legt nahe, dass beide Methoden eine hohe systematische Genauigkeit aufweisen. Lediglich in Bereichen steiler Gradienten kann es bei der PIV aufgrund



ihrer moderaten Auflösung (etwa um den Faktor 5 in jede Raumrichtung gröber als die LDA) zu leichten Abweichungen bei der Messung von Geschwindigkeitsmittelwerten kommen. Aus dem gleichen Grund fallen die Schwankungsgrößen um bis zu -30 % geringer aus, da kleinskalige Fluktuationen, stärker als bei der LDA, nicht aufgelöst werden können.

Die Bestimmung der Präzision der Messtechnik wird mit der in [KAPITEL 3.2.2.3](#) beschriebenen Methode durchgeführt. Bereits bei 1000 Einzelmessungen im Zentralbereich der Strömung sind die statistischen Fehler auf kleiner  $\pm 0.3$  % für die Mittelwerte der Axialgeschwindigkeit sowie kleiner  $\pm 6$  % für die Fluktuationen konvergiert. Typischerweise werden etwa 4000 Einzelmessungen in die Statistik einbezogen, die allerdings nicht gänzlich statistisch unabhängig voneinander sind.

Für Fehler, deren Ursprung in den der Strömung beigemischten *Seeding*-Partikeln liegt, gelten die in [KAPITEL 3.2.2.3](#) ausgeführten Überlegungen.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die PIV mit den hier beschriebenen Versuchsparametern eine im Vergleich zur LDA ähnliche Präzision aufweist. Die Genauigkeit fällt durch die geringere räumliche Auflösung geringer aus, dafür sind aber weite 2-dimensionale Bereiche erfassbar. Die PIV-Daten werden daher im Folgenden eher topographisch als quantitativ interpretiert.

#### 3.2.3.4 Integrale Zeit- und Längenmaße

Die 2-dimensionale Erfassung von Geschwindigkeiten mithilfe der PIV erlaubt die Bestimmung räumlicher Kreuzkorrelationen und daraus die Berechnung integraler Längenmaße. Hierzu werden die mit oben beschriebener Instrumentierung und Auswertung erhaltenen sowie mittelwertbereinigten axialen Geschwindigkeiten mit ihren Nachbarn entweder in oder entgegen der Richtung der Hauptströmung (longitudinal) bzw. quer dazu (transversal) korreliert. Das numerische Integral der Korrelationsfunktion stellt das integrale Zeitmaß der Strömung bezogen auf den Ursprungspunkt dar. Prinzipiell können somit aus einer einzigen PIV-Messung (abhängig vom erfassten Bereich) gleich mehrere Längenmaße bestimmt werden. Eine vergleichbare Messung mittels LDA wäre experimentell ungleich aufwändiger (vgl. [\[50\]](#)).

Da die einzelnen PIV-Aufnahmen zeitlich korreliert sind, können analog zur LDA auch Zeitreihen gemessen und daraus die Autokorrelationen und integralen Zeitmaße bestimmt werden. Hierzu wird der ausgelesene Bildausschnitt zugunsten einer höheren Anzahl von Einzelmessungen (230 000) auf 128 x 64 Pixel reduziert. Die maximale Datenmenge einer Aufnahmeserie ist durch die Größe des internen Speichers der Kamera beschränkt – eine Reduzierung der Pixelzahl, also des Speicherbedarfs einer Aufnahme, erhöht somit die Anzahl möglicher Aufnahmen. Integration der Autokorrelationsfunktion bis zum ersten Null-Durchgang liefert das integrale Zeitmaß.

### Fehleranalyse

Der Vergleich zwischen mit PIV und LDA bestimmten Autokorrelationen (vgl. [ABBILDUNG 3.7](#)) zeigt eine gute qualitative Übereinstimmung, d.h. charakteristische Frequenzen der Strömung können offensichtlich ebenso mit PIV wie mit LDA bestimmt werden. Allerdings fallen die mit PIV gewonnenen Korrelationen deutlich schneller ab, was, wie der Vergleich mit einer numerischen Simulation zeigt, nicht durch die schlechtere räumliche Auflösung erklärt werden kann. Hierdurch sind die mit PIV bestimmten integralen Zeitmaße bis zu -30 % geringer – der Grund hierfür bleibt unbekannt. In der Konsequenz werden im Folgenden nur die mit LDA bestimmten Zeitmaße aufgeführt und interpretiert.

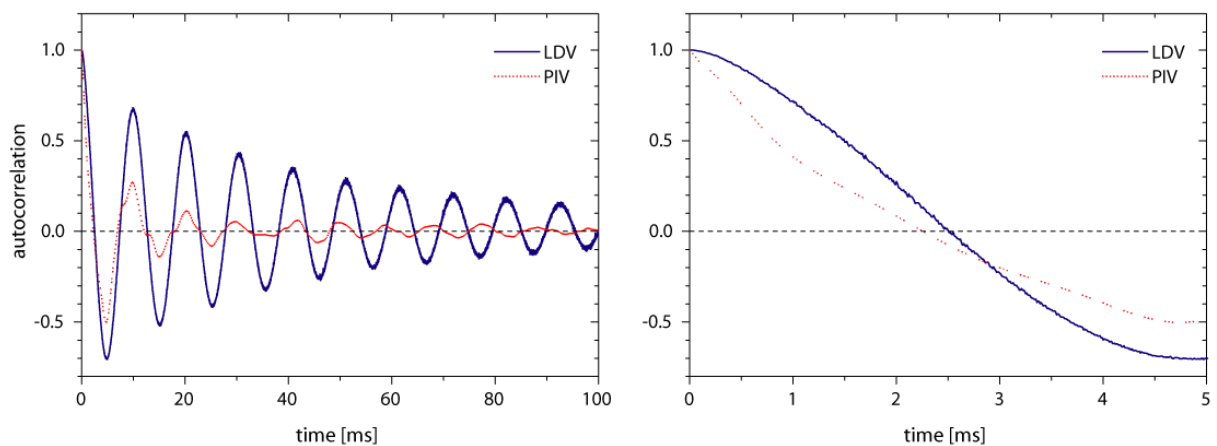


ABBILDUNG 3.7 – Exemplarischer Vergleich zweier mit LDA bzw. PIV aus der Axialgeschwindigkeit bestimmter Autokorrelationsfunktionen. Während es im Frequenzraum (Fourier-Transformierte der Autokorrelation, nicht gezeigt) eine gute Übereinstimmung charakteristischer Frequenzen gibt (links), treten beträchtliche Unterschiede im Abklingverhalten auf (Ausschnittsvergrößerung, rechts), die in einer Differenz von bis zu 30 % der durch Integration bis zum ersten Nulldurchgang der Autokorrelationen berechneten integralen Zeitmaße resultieren.

Für die Abschätzung der Präzision der integralen Längenmaße wird ähnlich verfahren, wie oben für die Mittelwerte und Fluktuationen der Geschwindigkeiten bei PIV- und LDA-Messungen beschrieben. Hierzu wird eine zufällige Auswahl von zu unterschiedlichen Zeiten aufgenommenen Korrelationsfunktionen zunächst gemittelt und das Längenmaß durch Integration bestimmt. Vielfach wiederholt, repräsentieren die einzelnen Längenmaße eine Wahrscheinlichkeitsverteilung, deren Breite als statistische Unsicherheit interpretiert werden kann. Demnach liegt der statistische Fehler bei unter  $\pm 1\%$  bei einem zugrunde gelegten Konfidenzintervall von 90 %. Da keine LDA-Vergleichsdaten vorliegen, bleibt unklar, ob die bei der Bestimmung der zeitlichen Korrelationen beobachtete Diskrepanz ggf. auch einen systematischen Fehler bei der Messung der Längenmaße verursachen könnte. In Analogie zum möglichen Fehler der Zeitmaße muss ein solcher konservativ mit bis zu 30 % angenommen werden. Generell limitiert die räumliche Dynamik, d.h. der Zielkonflikt zwischen räumli-

cher Auflösung einerseits und dem Gesichtsfeld (d.h. dem abgebildeten räumlichen Bereich der Kamera) andererseits, die Verwendung der PIV zur Bestimmung von Längenmaßen.

KAPITEL 3.3 bietet eine Übersicht aller quantifizierten Fehler.

### 3.2.4 Raman/Rayleigh-Streuung

#### 3.2.4.1 Grundlagen und Prinzip

Die kombinierte Raman/Rayleigh-Streuung wird in der vorliegenden Arbeit genutzt, um in der reaktiven Strömung Temperaturen und Stoffmengenanteile zu messen. Hierzu müssen die temperaturabhängigen Raman-Spektren zunächst simuliert werden. Die nötigen spektroskopischen Grundlagen werden im Folgenden erläutert, den Ausführungen in [102, 103, 104] folgend.

Durchquert Licht eine nicht absorbierende Probe, kommt es mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit zur Streuung von Photonen. Die *elastische* Streuung unter Beibehaltung der ursprünglichen Wellenlänge bzw. Frequenz der elektromagnetischen Strahlung wird als *Rayleigh*-, die *inelastische* frequenzverschobene als *Raman*-Streuung bezeichnet. Das streuende Molekül nimmt die Energiedifferenz

$$\Delta E = E_f - E_i = h\Delta\nu = h(\nu_l - \nu_s) = h\Delta\nu \quad (3.11)$$

auf bzw. gibt sie ab und geht dabei vom initialen Eigenzustand  $|i\rangle$  mit der Energie  $E_i$  in den finalen Eigenzustand  $|f\rangle$  der Energie  $E_f$  über. Es sind  $\nu_l$  die Frequenz des inzidierenden (der Index  $l$  soll andeuten, dass die Anregung meist mit einem Laser erfolgt) bzw.  $\nu_s$  die des gestreuten Photons und  $h$  das Planck'sche Wirkungsquantum. Das gestreute Photon weist eine Frequenzverschiebung  $\Delta\nu$  auf, die genau der Energieänderung des Moleküls entspricht. Bei einer energetischen Anregung des Moleküls spricht man von *Stokes*'scher Streuung (es resultiert ein rot-verschobenes Photon), bei Abregung (des bereits angeregten) Moleküls von *Anti-Stokes*'scher Streuung (es resultiert ein blau-verschobenes Photon). Der Prozess findet instantan statt, d.h. das Molekül bildet zusammen mit dem Photon einen Übergangszustand unendlich kurzer Lebenszeit, der *virtuelles Niveau* mit der Energie

$$E_v = E_i + h\nu_l \quad (3.12)$$

genannt wird (vgl. ABBILDUNG 3.8). Es handelt sich hierbei um keinen Eigenzustand des Moleküls.

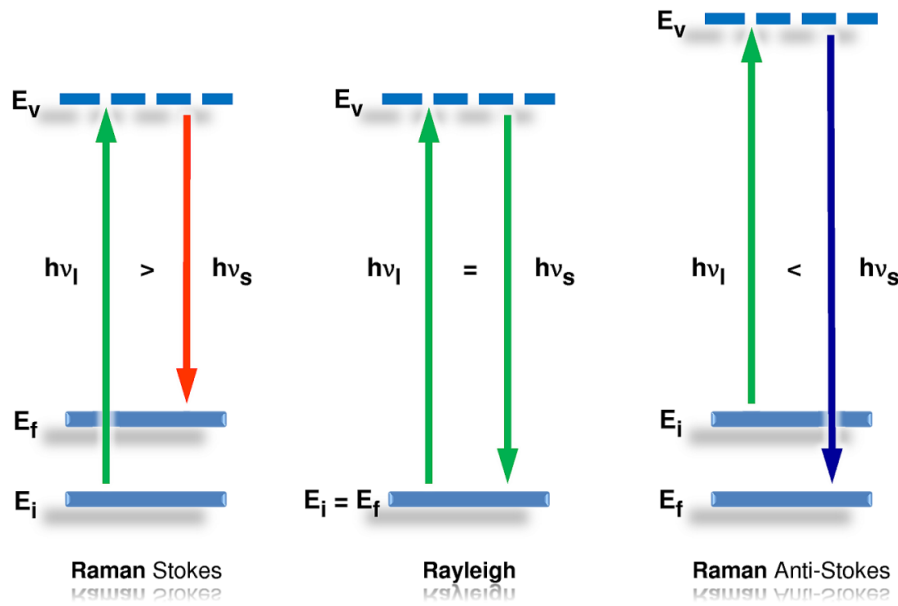


ABBILDUNG 3.8 – Termschemata für die Streuung von Licht an Molekülen. Der elastische Prozess heißt Rayleigh-Streuung (Mitte). Die inelastische Streuung rot-verschobener Strahlung wird als Stokes'sche Raman-Streuung (links) bezeichnet, die blau-verschobene als Anti-Stokes'sche Raman-Streuung (rechts).

Zur Berechnung des vollständigen quantitativen Raman-Spektrums einer Spezies  $m$  muss die Anzahl gestreuter Photonen (das Signal) charakteristischer Frequenz jedes relevanten Übergangs  $|f\rangle \leftarrow |i\rangle$  bestimmt werden:

$$S_{m,f \leftarrow i} = \left[ \frac{(\partial\sigma/\partial\Omega)_{f \leftarrow i}(m, T, \nu_l)}{h\nu_{s,f \leftarrow i}} \right] \cdot [E_l \Omega l \eta(\nu_{s,f \leftarrow i})] \cdot [x_m N(T, p)]. \quad (3.13)$$

Der erste molekülspezifische Term enthält den differentiellen Streuquerschnitt  $(\partial\sigma/\partial\Omega)$  des Moleküls bei der Temperatur  $T$  und für die Anregungsstrahlung der Frequenz  $\nu_l$ . Die Streuung erfolgt mit der Frequenz  $\nu_s$ . Der zweite Term ist apparatspezifisch und beinhaltet die Laserpulsenergie  $E_l$ , den Öffnungswinkel  $\Omega$  der Sammeloptik, die Länge  $l$  des Bereichs, aus dem Photonen gesammelt werden sowie die frequenzabhängige (polarisations-unabhängige) Detektionseffizienz  $\eta$ , welche sich aus der Durchlässigkeit der Optiken und der Quanteneffizienz des Detektors zusammensetzt. Der dritte Term stellt die Teilchenzahldichte der Spezies im Messvolumen dar, abhängig von deren Stoffmengenanteil  $x_m$  und der Gesamtteilchenzahldichte  $N$  als Funktion der Temperatur  $T$  und des Druckes  $p$ . Der zweite Term wird experimentell kalibriert, wohingegen der dritte Term die gesuchte Zielgröße, den Stoffmengenanteil, enthält. Die Temperatur wird aus der simultan gemessenen Rayleigh-Streuung iterativ abgeleitet (vgl. [KAPITEL 3.2.4.3](#)). Der erste Term definiert das Spektrum eines Moleküls und muss zur Generierung einer Spektren-Bibliothek für alle zu messenden Spezies, alle relevanten Übergänge und den nötigen Temperaturbereich (in sinnvoller Diskretisierung) bestimmt werden. Dies ist prinzipiell experimentell möglich, im Kontext die-

ser Arbeit werden jedoch theoretisch berechnete Spektren herangezogen. Die Frequenzen und Intensitäten einzelner Übergänge, ausgedrückt anhand des in FORMEL (3.13) eingeführten differentiellen Streuquerschnitts, werden mit quantenmechanischen Ansätzen berechnet. Der differentielle Streuquerschnitt

$$\left( \frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \right)_{f \leftarrow i}(m, T, \nu_l) = \frac{(2\pi)^4}{45} f_i(T) \nu_{s, f \leftarrow i}^4 \Phi_{f \leftarrow i}(\bar{\bar{\alpha}}). \quad (3.14)$$

wird ausgedrückt über eine Funktion  $\Phi$  der molekularen Polarisierbarkeit  $\bar{\bar{\alpha}}$  (vgl. FORMEL (3.17)) und der relativen Besetzungsdichte  $f_i$  des betrachteten initialen Zustandes  $|i\rangle$  der Energie  $E_i$ , welche sich über eine Boltzmann-Verteilung beschreiben lässt:

$$f_i(T) = \frac{1}{Z} \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right). \quad (3.15)$$

Man beachte, dass mehrere Zustände dieselbe Energie aufweisen, d.h. entartet sein können.  $k_B$  bezeichnet die Boltzmann-Konstante und  $Z$  ist die sog. Zustandssumme, die über alle möglichen Zustände des Moleküls aufsummiert [105]:

$$Z = \sum_{\substack{z= \\ \forall \text{ Zustände}}} \exp\left(-\frac{E_z}{k_B T}\right) = \sum_{\substack{e= \\ \forall \text{ nicht entarteten} \\ \text{Zustände}}} g_e \exp\left(-\frac{E_e}{k_B T}\right). \quad (3.16)$$

Der Entartungsfaktor  $g_e$  hängt von der Molekülsymmetrie ab und umfasst die Entartung der Rotationsniveaus als auch jene, die durch die Spin-Statistik verursacht wird. Die relevanten initialen und finalen Zustände  $|i\rangle$  und  $|f\rangle$  ergeben sich aus einem adäquaten Energielimit, ab dem sich die Boltzmann-Verteilung nicht mehr signifikant ändert. Im Kontext dieser Arbeit sind lediglich die ro-vibratorischen Stokes-Übergänge ( $\Delta v = +1$ ,  $v$ : Vibrationsquantenzahl,  $\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$ ,  $J$ : Rotationsquantenzahl) sowie pure Rotationsübergänge ( $\Delta v = 0$ ) relevant.

Die Funktion  $\Phi$  der molekularen Polarisierbarkeit  $\bar{\bar{\alpha}}$  setzt sich aus quantenmechanischen Erwartungswerten zusammen und ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon unter Änderung des molekularen Zustandes (von  $|i\rangle$  nach  $|f\rangle$ ) und mit einer bestimmten Polarisation gestreut und detektiert wird. Bei Verwendung linear polarisierten Lichts (wie beim vorliegenden Experiment der Fall) gilt:

$$\Phi_{f \leftarrow i}(\bar{\bar{\alpha}}) = T^\perp \langle \Psi_i | \bar{\alpha}_{zz} | \Psi_f \rangle^2 + T^\parallel \langle \Psi_i | \bar{\alpha}_{yz} | \Psi_f \rangle^2, \quad (3.17)$$

wobei  $\Psi$  die Wellenfunktionen der beteiligten Zustände und  $T$  die polarisationsabhängigen Durchlässigkeiten der Apparatur sind. Diese dürfen nicht bereits in die isotrope Transmissions- und Detektionseffizienz  $\eta$  (vgl. FORMEL (3.13)) mit einbezogen sein.  $\bar{\alpha}$  sind die über alle möglichen Orientierungen der Moleküle im Messvolumen gemittelten Komponenten des Polarisierbarkeitstensors  $\bar{\bar{\alpha}}$ , wobei die  $zz$ -Komponente (senkrecht zur Streuebene, vgl. Ab-

BILDUNG 3.9) für den senkrecht polarisierten Anteil  $S^\perp$  verantwortlich ist, die  $yz$ -Komponente hingegen für den zur Streuebene parallelen Anteil  $S^\parallel$ . Polarisierbarkeitstensor  $\bar{\bar{\alpha}}$ , Energieniveaus  $E$  und Zustandssummen  $Z$  werden aus den Wellenfunktionen  $\Psi$  berechnet, welche wiederum aus quantenmechanischen *ab-initio*-Ansätzen gewonnen werden können.

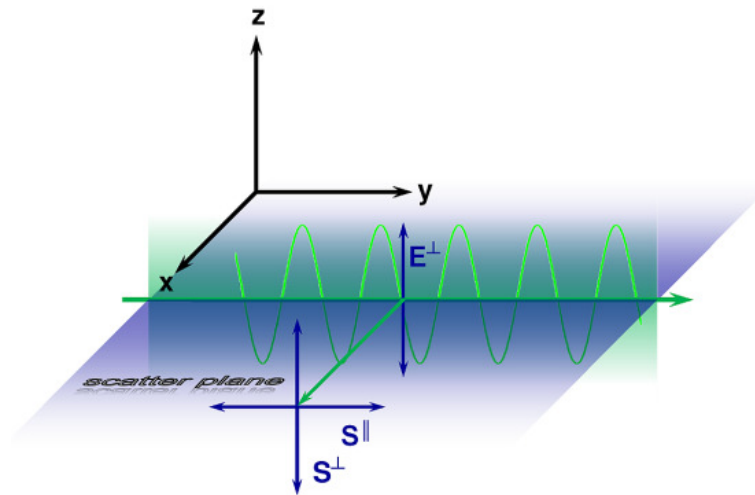


ABBILDUNG 3.9 – Typische Streugeometrie mit senkrecht zur Streuebene polarisiertem Licht und orthogonaler Detektion der parallelen und senkrechten Anteile der Streustrahlung.

### 3.2.4.2 Experimentelle Realisierung

Mit der Technik der kombinierten Einzelschuss-Raman/Rayleigh-Streuung werden neben der Temperatur (bzw. der Dichte) auch die instantanen Hauptspezieskonzentrationen bzw. -stoffmengenanteile entlang einer Linie bestimmt – man spricht in diesem Kontext von eindimensionaler (1D-)Raman/Rayleigh-Spektroskopie bzw. -Streuung. Es können somit prinzipiell auch Temperatur- und Konzentrationsgradienten (bzw. deren eindimensionale Projektionen) sowie daraus abgeleitete Größen (z.B. die skalare Dissipationsrate) bestimmt werden. Der Vorzug der Methode ist die gleichzeitige Messung aller Hauptspezies sowie der Temperatur unter Verwendung eines einzigen (nicht notwendigerweise abstimmbaren) Lasers. Die im Folgenden beschriebene Apparatur ist darauf ausgelegt, Stokes'sche ro-vibratorische Einzelschussspektren in reaktiven Strömungen zu erfassen. Prinzipiell können im Kontext der Verbrennungsdiagnostik folgende Spezies quantitativ gemessen werden:  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{N}_2$ , „Brennstoff“,  $\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{H}_2$ . Unter „Brennstoff“ sind neben dem eigentlichen Brennstoff (z.B. Methan, Ethen u.a.) sämtliche Kohlenwasserstoffe zusammengefasst, die durch Pyrolyse oder chemische Reaktion entstehen. Da diese Spezies einander sehr ähnliche und überlappende Spektren aufweisen, ist eine vollständige Differenzierung innerhalb des experimentellen Wellenlängenbereichs nicht möglich. Wird der Anteil solcher Stoffe signifikant (wie es bereits bei  $\text{C}_2$ -Kohlenwasserstoffen der Fall sein kann), muss dem in der Auswertung Rechnung getragen werden (vgl. [106, 107]).

Da die Streuquerschnitte für die nicht resonanten Streuprozesse und die Dichte des Mediums äußerst gering sind, müssen zur Erzielung akzeptabler Signal-zu-Rausch-Verhältnisse mindestens drei Aspekte erfüllt werden: Zum Ersten eine möglichst hohe Anregungsenergie, zweitens eine hocheffiziente Detektion der gestreuten Photonen und drittens eine bestmögliche Diskriminierung störender Hintergrundsignale. Die technische Realisierung ist im Folgenden dargestellt. Aufbauend auf Arbeiten von Geyer und Gregor [104, 108, 109] stellt die vorliegende Apparatur eine konsequente Weiterentwicklung, Optimierung und Ergänzung hinsichtlich geometrischer Anordnung, Bedienbarkeit und Geschwindigkeit dar.

Der schematische optische Aufbau zur Anregung der spontanen Raman/Rayleigh-Streuung ist in [ABBILDUNG 3.10](#) dargestellt. Zwei blitzlampengepumpte Doppel-Kavität-Nd:YAG-Laser (Quanta-Ray) emittieren mit einer zeitlichen Verzögerung von je 250 ns insgesamt vier Laserpulse von typischerweise 7 bis 10 ns Länge. Optische Teleskope, bestehend aus je einer positiv und negativ brennweitigen Linse (sog. Galileo-Anordnung), dienen zur Anpassung der i.Allg. unterschiedlichen Divergenzen. Die Einzelpulse werden mittels polarisationssensitiver bzw. dichroitischer Strahlteiler aufeinander eingekoppelt, auf 532 nm frequenzverdoppelt und in zwei optischen Verzögerungsstrecken „gestreckt“, um die Spitzenpulsleistung zu reduzieren. Dies ist nötig, um im Messvolumen laserinduzierte optische Durchbrüche zu vermeiden. Jede Verzögerungsstrecke besteht im Wesentlichen aus einem Strahlteiler, der den einfallenden Puls zu rund 40 % reflektiert und 60 % transmittiert. Der transmittierte Anteil wird über Spiegelanordnungen verzögert und der Rückseite des Strahlteilers zugeführt, wo wiederum eine Aufteilung in identischer Weise stattfindet. Jeder Einzelpuls wird so in eine Pulsfolge abklingender Energie zerlegt, wobei die Spitzenpulsleistung bei vollständiger Separation der Einzelpulse (Verzögerungszeit > Pulslänge) auf 40 % reduziert wird. Beim Einsatz zweier Verzögerungsstrecken wird die Leistung somit auf bis zu 16 % reduziert.

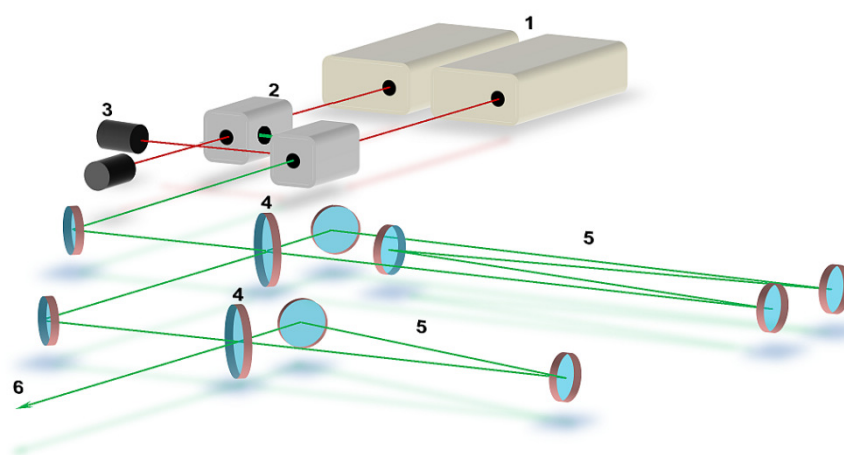
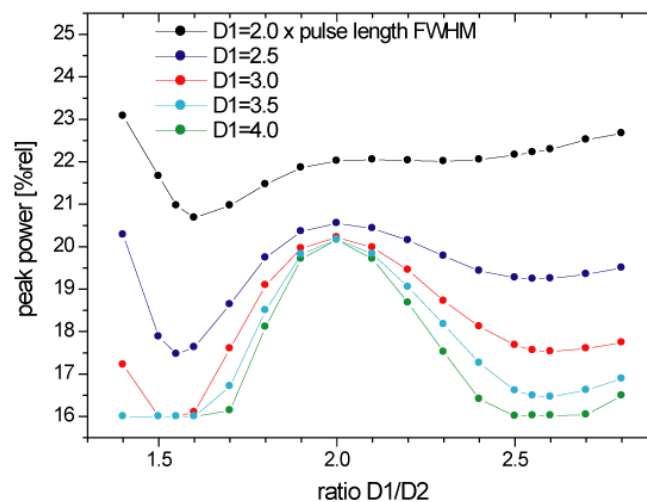


ABBILDUNG 3.10 – Experimenteller Aufbau zur Anregung der Raman/Rayleigh-Streuung. 1: Nd:YAG-Laser mit Teleskopen, 2: Frequenzverdopplung und Strahlkombination, 3: Strahlfallen, 4: Strahlteiler, 5: optische Verzögerungsstrecken, 6: Zuführung zur Fokussierung ins Messvolumen.



Da jede Verlängerung des Strahlweges und jeder zusätzliche Spiegel die thermische Empfindlichkeit der Anordnung vergrößert und zudem der zur Verfügung stehende Raum begrenzt ist, stellt die Verzögerungsstrecke stets einen Kompromiss zwischen maximaler Pulsseparation und minimaler Länge dar. Beim Einsatz zweier Strecken gilt es zudem, das Verzögerungsverhältnis auf minimale Spitzenpulsleistung zu optimieren. **ABBILDUNG 3.11** zeigt die simulierte Spitzenpulsintensität bezüglich des unverzögerten Pulses in Abhängigkeit des Längenverhältnisses zweier Verzögerungsstrecken für verschiedene Längen eines Gauß-Pulses. Es zeigt sich, dass bereits ab einer Verzögerung der längeren der beiden Strecken von etwa 3-facher Pulslänge (Halbwertsbreite, *Full Width Half Maximum*, FWHM) die maximale Abschwächung erreicht wird. Nicht unerheblichen Einfluss hat das Längenverhältnis der beiden Strecken. Besonders ungünstig ist ein ganzzahliges Verhältnis von 2, bei dem einzelne Pulse zeitlich koinzidieren und sich die Maxima gerade addieren. Günstiger sind gebrochene Verhältnisse wie etwa 1 : 1.6 oder 1 : 2.6.



**ABBILDUNG 3.11** – Spitzenpulsleistung (*Peak Power*) eines Laserpulszuges, welcher mittels zweier optischer Verzögerungsstrecken generiert wird, in Abhängigkeit des Verzögerungs- bzw. Längenverhältnisses der beiden Strecken (*Ratio D1/D2*) für unterschiedliche Pulslängen (*Pulse Length*, ausgedrückt in Vielfachen der Verzögerungszeit der längeren Strecke). Gerade Verhältnisse sind besonders ungünstig, da sich dann einzelne Pulse maximal überlagern. Günstiger sind gebrochene Verhältnisse wie etwa 1.6 oder 2.6 (die zusammen mit der 1 interessanterweise eine Goldene Zahlenfolge [110] bilden).

Gemäß den oben beschriebenen Optimierungskriterien besteht die beschriebene Anordnung aus zwei Verzögerungsstrecken im Verhältnis 1 : 2.6 mit Längen von 3.3 bzw. 8.6 m, entsprechend einer Verzögerung von 11.2 bzw. 28.8 ns. Dies entspricht bei den typischen Pulslängen der verwendeten Laser etwa dem 3- bis 4-fachen der Halbwertsbreite. Die Spitzenpulsleistung wird durch diese Anordnung bis auf Werte zwischen 16 und 18 % abgesenkt.

Der gesamte Pulszug von etwa 1  $\mu$ s Länge wird mit einer sphärischen Linse mit einer Brennweite von 750 mm in das Messvolumen (festgelegt durch die abbildenden Detektionsoptiken) fokussiert. Ein Lagesensor (sog. *Beam Monitor*, DataRay) im Fokus der Linse repräsen-



tiert den Strahl im Messvolumen und dient dessen Justage und Kontrolle. Piezo-Motoren (New Focus) an den kritischen Spiegeln erlauben eine berührungsfreie und sehr genaue Einstellung der Strahlführung mit dem Ziel, die einzelnen Pulse der unterschiedlichen Laser bzw. der Umläufe der Verzögerungsstrecken räumlich bestmöglich zu überlagern, um einen minimalen Strahltaillen-Durchmesser im Fokus zu erzielen. Dem gleichen Zweck dienen die o.g. Teleskope, mit deren Hilfe die Foki der einzelnen Laser auf die gleiche Stelle eingestellt werden. Der Durchmesser des Strahls limitiert direkt die räumliche Auflösung und muss zur Messung räumlicher Gradienten deshalb möglichst gering sein. Die zeitliche Auflösung der Messtechnik ist durch die Länge des Laserpulszuges gegeben. Ein Energiemesskopf (Coherent) hinter dem Messvolumen dient der Einzelschuss-Energiemessung, die für die Referenzierung des Rayleigh-Signals notwendig ist. Von etwa 1200 mJ Ausgangspulsenergie der vier Laser erreichen rund 800 mJ das Messvolumen.

Der optische Aufbau zur Detektion der Signale ist in [ABBILDUNG 3.12](#) skizziert. Das System erlaubt die Abbildung der Rayleigh-Streuung und Raman-Spektren entlang einer Linie von etwa 6 mm Länge. Ein achromatisches Linsensystem (Linost) mit großer Apertur und kleiner Eintrittsblendenzahl (F-Zahl) von 2 sammelt im rechten Winkel zum Laserstrahl das Raman- und Rayleigh-gestreuete Licht. Austrittsseitig wird es unter einer Blendenzahl von 4 auf den Eintrittsspalt eines Spektrometers fokussiert. Ein steilkantiger Strahlteiler (Barr Associates) unter  $45^\circ$  reflektiert das Rayleigh-gestreuete Licht auf eine thermo-elektrisch gekühlte CCD-Kamera (Princeton Instruments) in der Abbildungsebene des Linsensystems. Der interne Verschluss (*Shutter*) erlaubt minimale Verschlusszeiten von etwa 15 ms zuzüglich der Zeit zum Öffnen und Schließen. Ein weiterer Laserlinien-Filter (Semrock, 2 nm Halbwertsbandbreite, OD > 6 außerhalb  $\pm 8$  nm um die Laserwellenlänge) vor der Kamera unterdrückt restliches Streulicht (hauptsächlich im Vergleich zur Rayleigh-Wellenlänge blau-verschobenes Licht verursacht durch die Lumineszenz der zu untersuchenden Flamme). Vor dem Spektrometer reduziert ein Langpassfilter (Semrock, OD > 6 unterhalb 535 nm) durch den Strahlteiler leckendes Rayleigh-gestreuertes Licht. Der Eintritt zum Spektrometer erfolgt durch einen schnellen mechanischen Schließer [[111](#), [112](#)]. Dieser dient zur Minimierung störender Streustrahlung aus der zu untersuchenden Flamme oder der Umgebung. Eine mit 21 000 U/min rotierende Scheibe mit einem 0.93 mm weiten Spalt erlaubt Verschlusszeiten von etwa 10  $\mu$ s Halbwertsbreite (1.2  $\mu$ s vollständige Öffnung zuzüglich jeweils 9.5  $\mu$ s für den Öffnungs- bzw. Schließvorgang). Eine zweite mechanisch gekoppelte Scheibe mit 3000 U/min reduziert die Öffnungsfrequenz auf 50 Hz. Gleichzeitig stellt der Verschluss die Auslöseimpulse (*Trigger*) für alle anderen Geräte (Laser, Kameras usw.) bereit. Das eigentliche Spektrometer ([[113](#)], Modifikationen durch F. Fuest) nutzt ein holographisches Transmissionsgitter (Kaiser Optical Systems) mit sehr hoher Beugungseffizienz von etwa 70 bis 95 % im relevanten Wellenlängenbereich. Ein Kamera-Objektiv (Canon, 135 mm Brennweite) parallelisiert das inzidierende Licht vor dem Gitter, ein zweites (Canon, 85 mm Brennweite) bildet auf den Chip der thermo-elektrisch gekühlten CCD-Kamera (Princeton Instruments) ab. Ein externer Iris-Verschluss (Vincent Associates) im Strahlengang mit Verschlusszeiten kleiner der Periodendauer des schnellen mechanischen Verschlusses von 20 ms verhindert Mehrfachbelichtungen während des Auslesevorgangs der Kamera.

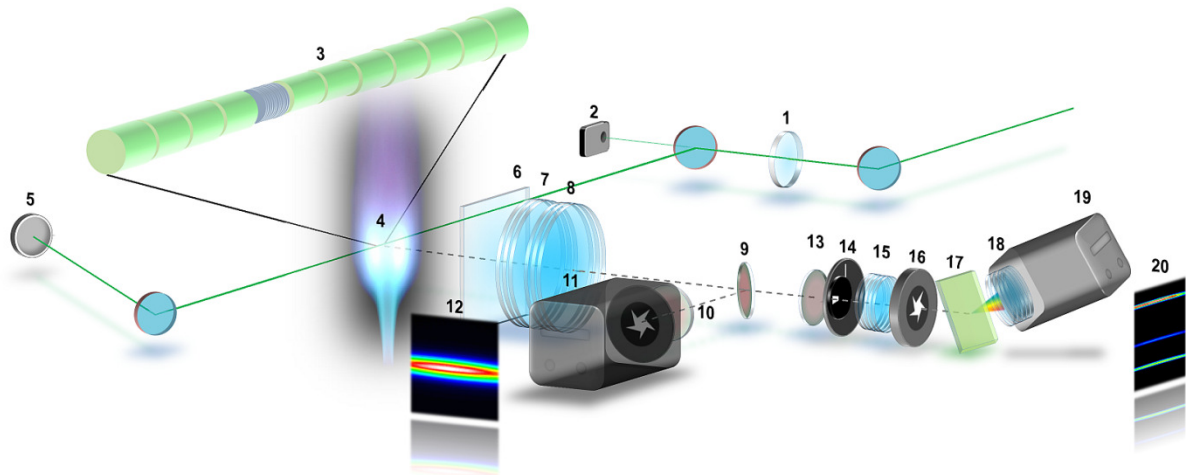


ABBILDUNG 3.12 – Experimenteller Aufbau zur Detektion der Raman/Rayleigh-Streuung. 1: Fokussierlinse, 2: Lagesensor zur Positionskontrolle des Laserstrahls, 3: abgebildete Linie mit angedeuteter Raman-Diskretisierung (grün) und feinerer Rayleigh-Diskretisierung (blau), 4: Messobjekt, 5: Energiemesskopf, 6: Hitzeschild, 7: objektseitiges Sammellinsen-System, 8: abbildungsseitiges Sammellinsen-System, 9: Strahlteiler zur Reflexion des Rayleigh-gestreuten Lichts, 10: Laserlinienfilter zur Unterdrückung von Streulicht, 11: Rayleigh-Kamera mit internem Iris-Schließer, 12: typisches Rayleigh-Bild, 13: Langpassfilter zur Unterdrückung restlichen Rayleigh-gestreuten Lichts, 14: schneller mechanischer Schließer, 15: Kamera-Objektiv, 16: Iris-Schließer, 17: holografisches Transmissionsgitter, 18: Kamera-Objektiv, 19: Raman-Kamera, 20: typisches Raman-Bild mit horizontaler räumlicher Achse und vertikaler spektraler Achse.

Um das relative Ausleserauschen zu minimieren und die Bildrate zu maximieren, werden einzelne Pixel der Raman-Kamera zu Bereichen zusammengefasst. Dies geschieht direkt auf den Ausleseregistern der Kamera noch vor der Vorverstärkung und Digitalisierung der akkumulierten Ladung (sog. *Hardware Binning*). Zum einen werden *spektrale* Bereiche entsprechend der Lage der Spektren verschiedener Spezies, zum anderen *räumliche* Abschnitte (sog. *Strips*) zu einzelnen Detektionskanälen zusammengefasst. Das räumliche *Binning* wird im Bereich der durch den Laserstrahldurchmesser limitierten räumlichen Auflösung gewählt. [ABBILDUNG 3.13](#) verdeutlicht das Vorgehen, in [TABELLE 3.3](#) sind die Wellenlängenbereiche der einzelnen Detektionskanäle aufgeführt. Analog werden die Bilder der Rayleigh-Kamera zu Bereichen zusammengefasst, die in etwa einem Zehntel der Raman-Messvolumengröße entsprechen. Dies erlaubt ein Verschieben der Rayleigh-Daten gegenüber den Raman-Daten zwecks Anpassung der räumlich korrespondierenden Bereiche in der Datenauswertung.

Im Zusammenspiel aller Komponenten hat die Apparatur ein räumliches Auflösungsvermögen von etwa  $450 \times 700 \text{ (} 465 \text{)} \times 700 \mu\text{m}^3$  (radial x axial x tangential im Koordinatensystem der Strömung), wobei die radiale Auflösung durch das *Binning* der Kameras, die axiale durch den Strahltaillen-Durchmesser ( $1/e^2$ ) (bzw. die Höhe des Spektrometerspaltes unter Berücksichtigung des Abbildungsverhältnisses von 2:1) und die tangential wiederum durch den Strahltaillen-Durchmesser limitiert ist.

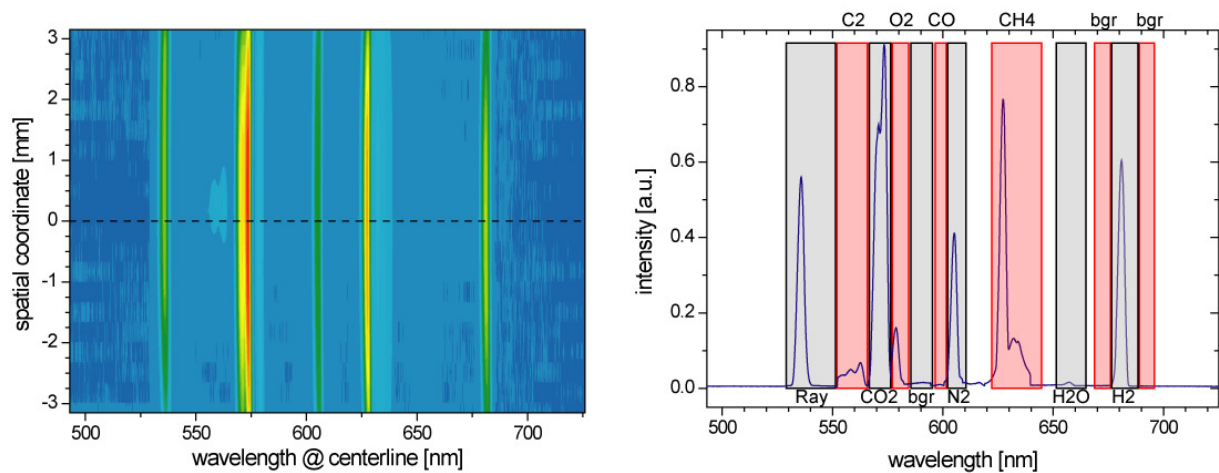


ABBILDUNG 3.13 – Synthetisches (aus experimentellen Einzelspektren in willkürlicher Intensität zusammengesetztes) Spektrum mit den Stokes'schen ro-vibratorischen Raman-Banden aller Hauptspezies, Rayleigh-Signatur sowie  $C_2$ -Fluoreszenz im experimentell erfassten Wellenlängenbereich (*Wavelength*) entlang einer räumlichen Linie (*Spatial Coordinate*) von etwa 6 mm Länge (links). Man erkennt eine leichte Biegung der einzelnen Spektralbanden. Dieser sog. *Bowing*-Effekt [114] hat seine Ursache im optischen Design des Spektrometers und muss in der Auswertung berücksichtigt werden. Am Spektrum an der zentralen räumlichen Koordinate (rechts) sind die einzelnen spektralen Bereiche hervorgehoben, die noch auf dem Chip der Kamera zu Detektionskanälen zusammengefasst werden (vgl. TABELLE 3.3).

Die zeitliche Auflösung entspricht der Länge des Laserpulszuges von  $1\ \mu\text{s}$ . Es werden Bildwiederholraten von maximal 5 Hz erreicht, was um Größenordnungen langsamer als die turbulenten Zeitskalen ist – die Einzelschussdaten sind demnach voneinander statistisch unabhängig. Zur Bestimmung radialer Profile werden etwa 500 Einzelschüsse, für aussagekräftige konditionierte Einzelschuss-Statistiken eine entsprechend höhere Anzahl, einbezogen.

TABELLE 3.3 – Wellenlängenbereiche, die auf dem Chip der Kamera zu Detektionskanälen zusammengefasst werden (*Hardware Binning*). Neben denen für die Hauptspezies sind weitere Kanäle für die nicht gänzlich separierte Rayleigh-Streuung, die mit angeregte Fluoreszenz von  $C_2$ -Spezies sowie mehrere Hintergrundkanäle definiert.

Kanal	Wellenlängenbereich [nm]	
Rayleigh	529	553
$C_2$	553	567
$CO_2$	568	578
$O_2$	578	584
Hintergrund	586	595
$CO$	597	603
$N_2$	603	611
$CH_4$	622	643
$H_2O$	651	665
Hintergrund	669	677
$H_2$	678	689
Hintergrund	690	696

### 3.2.4.3 Kalibrierung und Datenreduktion

Die Auswertung der Messdaten erfolgt mit einem hybriden Ansatz [107, 115], der die sog. Matrix-Inversionsmethode [116, 117, 118, 119] kombiniert mit theoretisch simulierten Raman-Spektren [104]. In [ABBILDUNG 3.14](#) sind die einzelnen Schritte der Datenauswertung in der Übersicht dargestellt – die Teilaspekte werden im Folgenden näher erläutert. Generell muss berücksichtigt werden, dass die Raman-Spektren temperaturabhängig sind und die Banden spektral benachbarter Spezies teilweise überlappen können. Dies führt zu einem Übersprechen (sog. *Crosstalk*) zwischen einzelnen Detektionskanälen (vgl. [ABBILDUNG 3.13](#)). Der Rayleigh-Streuquerschnitt, der zur Bestimmung der Temperatur bekannt sein muss, hängt wiederum von der stofflichen Zusammensetzung ab, weshalb die Bestimmung der Konzentrationen und der Temperatur iterativ erfolgt.

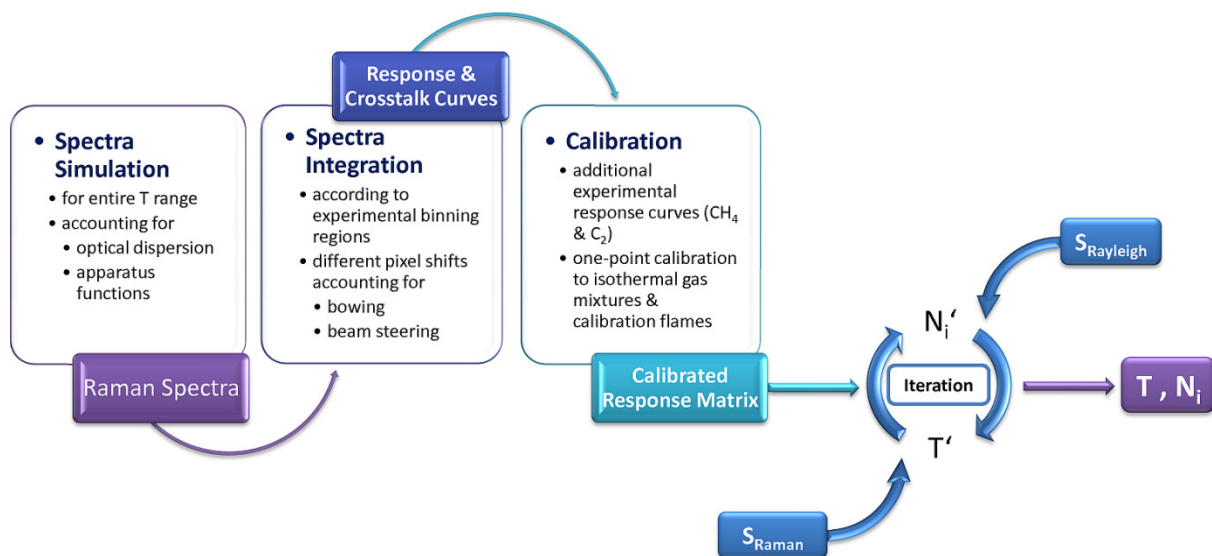


ABBILDUNG 3.14 – Abfolge der Datenauswertung. Die für den relevanten Temperaturbereich simulierte ro-vibratorischen Raman-Spektren werden entsprechend den experimentell definierten Detektionsbereichen aufintegriert und an der Apparatur gegen adäquate Referenzen kalibriert. Die Bestimmung von Temperatur  $T$  und Teilchenzahldichten  $N_i$  aus den Raman- und Rayleigh-Signalen  $S$  erfolgt iterativ.

### Spektren-Simulation

Die Simulation der ro-vibratorischen Raman-Spektren der di- und triatomaren Spezies basiert auf quantenmechanischen Ansätzen und erfolgt mit der Software *RAMSES* [104, 107]. Neben den Übergangsdipolmomenten fließen in die Simulation experimentspezifische Parameter wie Laserwellenlänge, optische Dispersion, Transmissions- und Apparatfunktionen (s.u.) der Detektionseinheit ein. Über den notwendigen Temperaturbereich werden für jedes simulierte Molekül dessen Spektrallinien, entsprechend den spektroskopischen Übergängen, an den entsprechenden Pixel-Stellen platziert und mit der charakteristischen Apparatfunktion gefaltet. Durch Überlagerung ergeben sich die spezifischen Spektralbanden (vgl. [ABBILDUNG 3.15](#)), welche noch mit der globalen Transmissionscharakteristik gewichtet werden. Die

so erhaltenen temperaturabhängigen Spektren-Bibliotheken (z.B. im Bereich zwischen 250 und 2500 K in Schritten von 25 K) werden nun innerhalb der experimentell definierten Pixelbereiche (vgl. [ABBILDUNG 3.13](#)) aufintegriert (vgl. [ABBILDUNG 3.16](#)) und tabelliert. Um der oben erwähnten Biegung der Spektralbanden Rechnung zu tragen, werden die Spektren relativ zu den Integrationsbereichen zusätzlich in beide Richtungen pixelweise verschoben (*Shift*). Dieses Vorgehen bildet die Verschiebung der Spektren relativ zu den fest definierten experimentellen Detektionskanälen an den Rändern des Abbildungsbereichs ab. Somit ergeben sich die temperatur- und *shift*-abhängigen relativen Kennlinien der einzelnen Spezies sowie deren gegenseitiges Übersprechverhalten (*Crosstalk*). Für Spezies, deren Spektren nicht zuverlässig über den gesamten Temperaturbereich simuliert werden können ( $\text{CH}_4$  und das Fluoreszenz-Spektrum von  $\text{C}_2$ ), werden stattdessen experimentell bestimmte Kennlinien der Matrix-Inversionsmethode (s.o.) verwendet.

Die Kennlinien ergeben sich einerseits aus der Entwicklung der integralen Intensität (der gesamten Intensitäten aller Übergänge), andererseits hängen sie vom Hinauslappen der Spektren aus ihren Detektionsbereichen ab. Das Übersprechen (*Crosstalk*) ergibt sich dagegen aus dem Hineinlappen in andere Kanäle. So nehmen z.B. die Antworten von  $\text{CO}_2$  und  $\text{O}_2$  mit steigender Temperatur zu (vgl. [ABBILDUNG 3.16](#)). Da die Spektren auch zunehmend breiter werden, erhöht sich ebenfalls das Übersprechen von  $\text{O}_2$  auf  $\text{CO}_2$  ( $\text{CO}_2 \ll \text{O}_2$ ) und umgekehrt ( $\text{O}_2 \ll \text{CO}_2$ ).

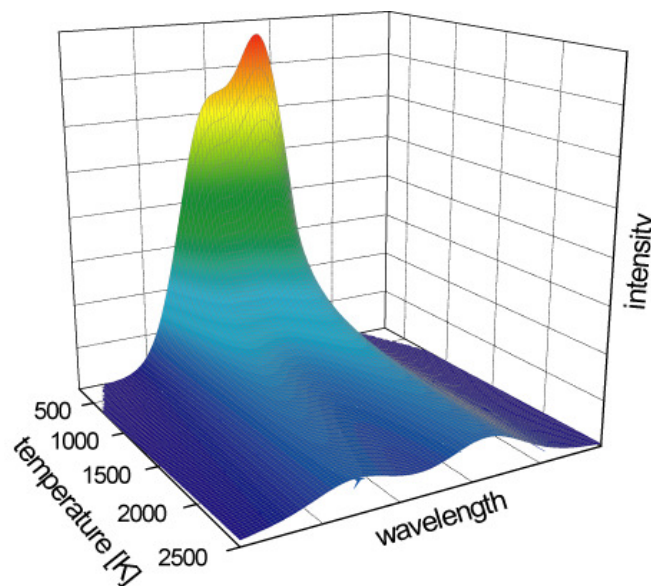


ABBILDUNG 3.15 – Simulierte Raman-Spektren von  $\text{CO}_2$  im Temperaturbereich von 250 bis 2500 K bei konstantem Druck und einer Apparate-Funktion mit einer Breite von 3 nm.

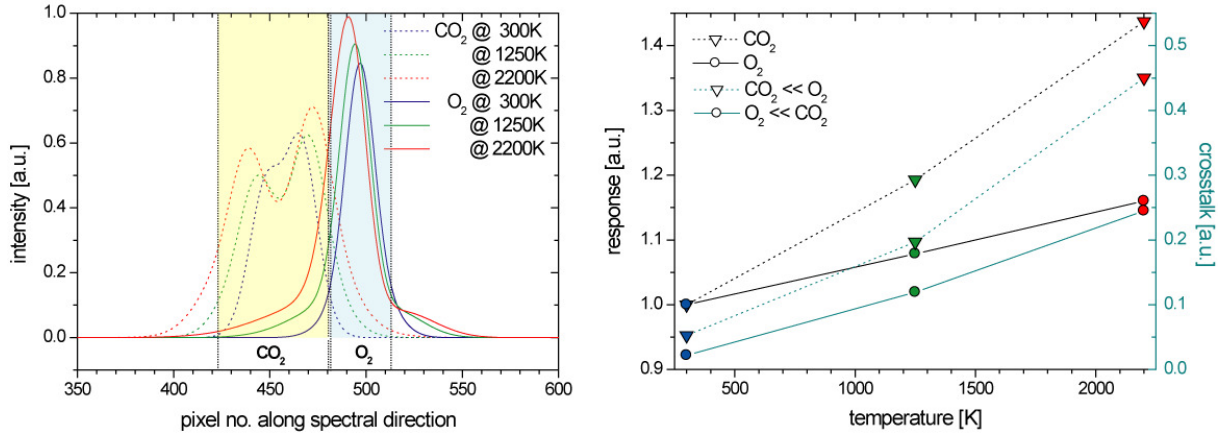


ABBILDUNG 3.16 – Raman-Spektren von  $\text{CO}_2$  und  $\text{O}_2$  bei drei verschiedenen Temperaturen (blau: 300 K, grün: 1250 K, rot: 2200 K) und konstanter Dichte (Apparate-Funktion mit einer Breite von 3 nm). Die Spektren überlappen und die Detektionsbereiche von  $\text{CO}_2$  (gelb) und  $\text{O}_2$  (türkis) grenzen direkt aneinander an (links). Die Kennlinien (*Response*, bei konstanter Dichte, normiert auf ihren Wert bei 300 K) weisen eine Temperaturabhängigkeit auf, ebenso wie das Übersprechverhalten (*Crosstalk*, normiert auf die Intensität der übersprechenden Spezies) von  $\text{O}_2$  auf  $\text{CO}_2$  ( $\text{CO}_2 \ll \text{O}_2$ ) und umgekehrt ( $\text{O}_2 \ll \text{CO}_2$ ) (rechts).

### Bestimmung von Temperatur und Teilchenzahldichten

Die nach obigem Vorgehen berechneten Kennlinien werden gegen verschiedene, in Zusammensetzung, Druck und Temperatur genau bekannte Gasmischungen und Kalibrationsflammen absolut kalibriert. Die Rayleigh-Aufnahmen werden vom Hintergrund bereinigt, übereinstimmend zu den Raman-Messvolumina aufintegriert und gegen Luft kalibriert. Die unbekannten Teilchenzahldichten  $N_i$  der Spezies  $i$  sind mit den in den einzelnen Detektionskanälen gemessenen Signalen  $S_i$  über die von Temperatur  $T$  und *Shift*  $sh$  abhängige Kalibrationsmatrix  $\bar{\bar{P}}(T, sh)$  verknüpft. In Matrix-Schreibweise gilt:

$$\bar{S}_{Raman} = \bar{\bar{P}}(T, sh) \bar{N}. \quad (3.18)$$

Der Raman-Signal-Vektor  $\bar{S}_{Raman}$  beinhaltet neben den Spezies-Signalen auch Kanäle für Hintergrund und  $\text{C}_2$ -Interferenz (vgl. TABELLE 3.3). Während die Diagonalelemente  $p_{ii}(T, sh)$  der Matrix  $\bar{\bar{P}}$  den Kennlinien der einzelnen Spezies entsprechen, stellen die neben-diagonalen Einträge  $p_{ij}(T, sh)$  mit  $j \neq i$  das Übersprechverhalten der Kanäle (*Crosstalk*) dar. Die Lösung von FORMEL (3.18) nach den Teilchenzahldichten erfolgt über eine Inversion der Matrix  $\bar{\bar{P}}$  für den entsprechenden *Shift* und eine aus dem Rayleigh-Signal  $S_{Rayleigh}$  berechnete Temperatur  $T'$  für einen zunächst geschätzten (zusammensetzungsabhängigen) Rayleigh-Streuquerschnitt  $\sigma'_{Rayleigh}$ , berechnet als Linearkombination der Streuquerschnitte der Einzelspezies ([120], vgl. TABELLE C.1):

$$T' = T_{ref} \frac{S_{Rayleigh}^{ref}}{S_{Rayleigh}} \frac{\sigma'_{Rayleigh}}{\sigma_{Rayleigh}^{ref}}. \quad (3.19)$$



Der Index *ref* bezieht sich auf die bekannte Temperatur und den bekannten Streuquerschnitt des Kalibrationsgases. Die Kennlinien-Bibliotheken werden im Temperatur- und *Shift*-Raum jeweils linear interpoliert. Die so bestimmte Zusammensetzung dient zur Berechnung eines genaueren Rayleigh-Streuquerschnitts und einer genaueren Temperatur, die erneut in [FORMEL \(3.18\)](#) einfließt. Es erfolgt eine Iteration bis zur Konvergenz von Temperatur und Zusammensetzung. Unter der Annahme, dass die Gesamtheit aller Spezies gemessen wird, erfolgt die Berechnung der Stoffmengenanteile  $x_i$  durch eine Normierung der Teilchenzahl-dichten auf deren Summe:

$$x_i = \frac{N_i}{\sum_i N_i} \quad (3.20)$$

Daraus wird das Äquivalenzverhältnis  $\phi$  nach [FORMEL \(2.5\)](#) bestimmt.

Die 1D-Raman/Rayleigh-Streuung liefert somit entlang einer räumlichen Linie die vollständigen thermo-kinetischen Zustandsvektoren einschließlich der Temperatur, der Stoffmengenanteile der Hauptspezies und daraus abgeleitet das Äquivalenzverhältnis. Damit können bei entsprechender Statistik nicht nur Mittelwerte und Fluktuationsgrößen, sondern auch konditionierte Statistiken und instantane Größen wie multiskalare Korrelationen und Gradienten abgeleitet werden.

#### 3.2.4.4 Apparatur-Charakteristika

Die Kalibration des Spektrometers (d.h. die Zuordnung von Pixeln zu Wellenlängen in Abhängigkeit der räumlichen Position, die sog. optische Dispersion) erfolgt mit einer Niederdruck-Spektrallampe (LOT-Oriel) mit bekannten atomaren Emissionslinien (Hg und Ne). Die Dispersion wird im Rahmen anderer experimenteller Genauigkeiten hinreichend mit einem einzigen Polynom 3. Ordnung beschrieben, welches in die Spektren-Simulation einfließt. Die Biegung in räumlicher Richtung (*Bowing*, vgl. [ABBILDUNG 3.13](#)) verursacht in erster Näherung lediglich eine Verschiebung des Dispersionspolynoms und wird durch weitere Polynome 3. Ordnung (eines für jede Spezies) quantifiziert. An diesen Polynomen wird der korrekte, durch das *Bowing* verursachte, relative *Shift* der Integrationsbereiche gegenüber den Spektren (bzw. umgekehrt) abgelesen. Die entsprechenden Graphen sind in [ABBILDUNG 3.17](#) dargestellt.

Die Apparatfunktion (maßgeblich durch die Form und Weite des Laserstrahls sowie die Abbildungseigenschaften der abbildenden Detektionseinheit determiniert) dominiert alle anderen Linienverbreiterungseffekte und wird experimentell über die Lichtstreuung an strukturellen Gasteilchen (d.h. an einem Edelgas), welche reine Rayleigh-, aber keine Raman-Streuung verursachen, für den abgebildeten Bereich (sowohl spektral als auch räumlich) bestimmt.

Die Transmissionscharakteristik wird mithilfe einer räumlich homogenen Strahlungsquelle, einer Ulbricht-Kugel (Gigahertz-Optik), bekannter spektraler Leistungsdichte gemessen und

ist in [ABBILDUNG 3.17](#) veranschaulicht. Sie hängt neben den Transmissionseigenschaften der optischen Komponenten auch von der Vignettierung (Randlichtabdunkelung) [121] durch das achromatische Linsensystem und die im Spektrometer verbauten Kamera-Objektive ab.

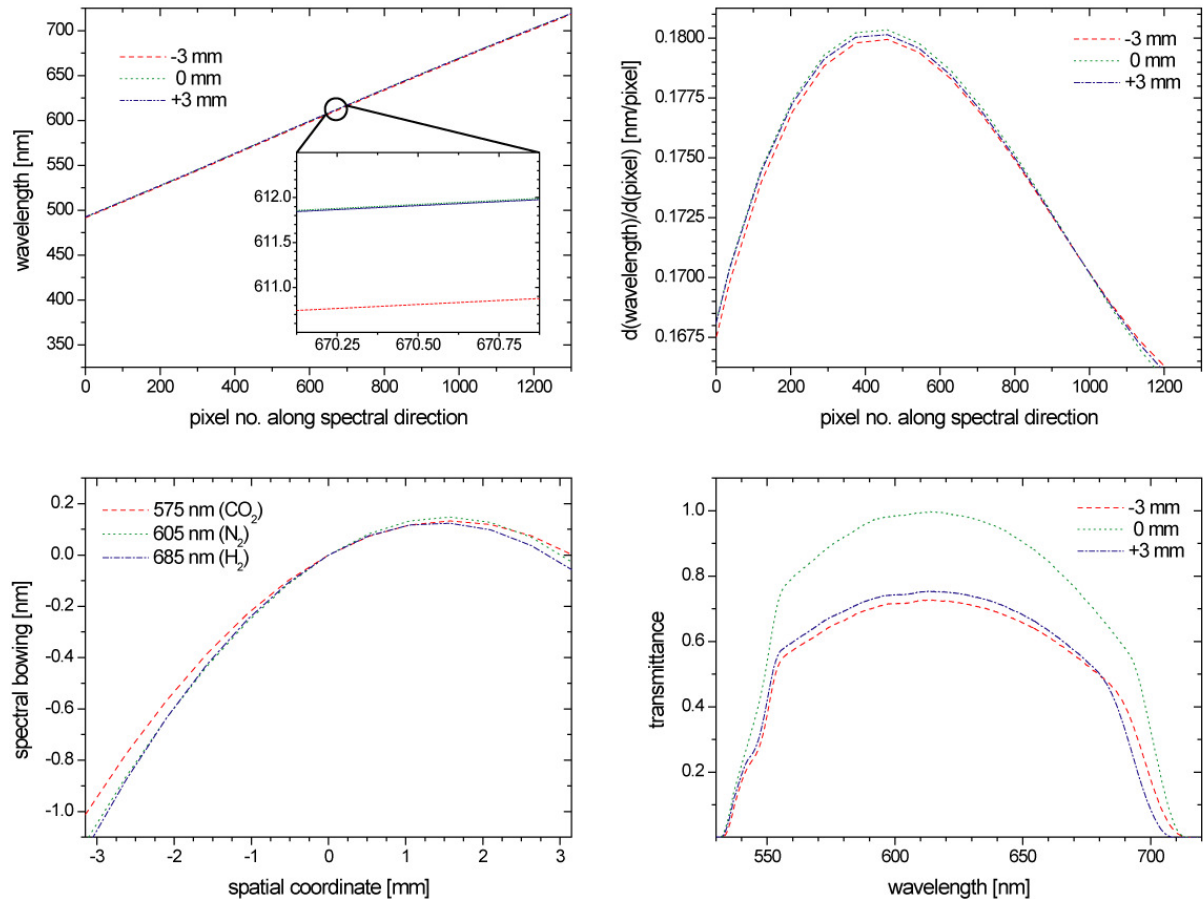


ABBILDUNG 3.17 – Optische Eigenschaften des Raman-Spektrometers. Die Dispersion (hier definiert als Zuordnung zwischen Pixel und Wellenlänge) ist für die verschiedenen räumlichen Positionen (*Spatial Coordinate*) entlang des Messbereichs (gezeigt sind jeweils die zentrale Position bei 0 mm sowie die zwei Extrempositionen bei -3 bzw. +3 mm) leicht unterschiedlich und ist zwischen räumlicher Mitte und Rand um etwa 1 nm entsprechend etwa 6 Pixeln verschoben (oben links). Die Kurvenform, besser zu erkennen an der Ableitung der Dispersion (oben rechts), ist jedoch für die einzelnen räumlichen Positionen nahezu identisch und lässt sich hinreichend durch ein einziges Polynom 3. Ordnung beschreiben. Der Verschiebung, verursacht durch das optische *Bowing*, wird über spezies-spezifische Polynome Rechnung getragen (unten links). Die optische Durchlässigkeit (*Transmittance*) sinkt sowohl in spektraler als auch räumlicher Richtung zum Rand hin ab (unten rechts).

### Fehler- und Sensitivitätsanalyse

Im Folgenden werden mögliche Fehlerquellen der Apparatur und Auswertung benannt und die Auswirkungen systematischer und stochastischer Natur auf die gemessenen Zielgrößen, d.h. die Momente von Temperatur, Stoffmengenanteilen und Äquivalenzverhältnis, beschrieben und wenn möglich quantifiziert. Andere Größen, wie etwa Korrelationen, seien aufgrund der Komplexität der Zusammenhänge an dieser Stelle ausgenommen. Ausgehend



von einzelnen experimentell charakterisierten Rauschquellen wird das Gesamtrauschen der Messgrößen simuliert und mit dem experimentell bestimmten Rauschen verglichen. Diese Analyse dient einerseits der Charakterisierung der Apparatur bezüglich Genauigkeit und Präzision, andererseits der Identifizierung möglicher Schwachstellen und Verbesserungspotenziale.

### *Systematische Fehlerquellen*

- *Kalibrationsgase und Referenzflammen*

Ungenauigkeiten bei der Kalibration gegen isotherme Gasmischungen und Flammen verursachen systematische Fehler bei der Messung der Zielgrößen im Experiment. Das Rayleigh-Signal zur Bestimmung der Temperatur wird an Luft kalibriert, deren Temperatur (ca. 293 K) mit einem Thermoelement im Zustrom zum Messvolumen bestimmt wird. Der barometrische Druck (ca. 1000 hPa), und damit die Dichte, werden mit einem elektronischen Drucksensor erfasst. Fehler verhalten sich stets prozentual zur *gemessenen* Temperatur und können nach Spezifikationen auf etwa  $\pm 0.15\%$  abgeschätzt werden. Der absolute Fehler bei Flammentemperaturen (max. 2200 K) beträgt damit weniger als  $\pm 4$  K.

Die Kalibration der Spezieskennlinien erfolgt gegen Referenzgase und Gasmischungen bekannter Zusammensetzung.  $N_2$  wird meist am Reingas,  $O_2$  an Luft kalibriert – die Ungenauigkeit der stofflichen Zusammensetzung ist damit verschwindend gering und die Genauigkeit maßgeblich durch die Kenntnis der Temperatur (s.o.) limitiert. Zur Kalibration von  $CO_2$ ,  $CO$ ,  $H_2$  und  $CH_4$  werden definierte Mischungen (Linde) eingesetzt, deren Ungenauigkeit mit  $\pm 1\%$  des Stoffmengenanteils angegeben ist.  $H_2O$  kann nicht ohne weiteres bei Umgebungstemperatur kalibriert werden, da es instrumentell schwierig ist, genau definierte  $H_2O$ -Gehalte in der Gasphase einzustellen und Kondensation zu vermeiden. Stattdessen wird ein adiabater Matrix-Brenner (vgl. [KAPITEL 3.2.5.6](#)) verwendet, Fehler müssen somit auf die Genauigkeit der Kenntnis von Temperatur und Stoffmengenanteil in dieser Flamme zurückgeführt werden. Beides hängt sowohl vom Brenner selbst (über die Genauigkeit der Brennstoff-Zusammensetzung, gegeben durch die Massendurchflussregler) als auch von der numerischen Gleichgewichtsberechnung (durchgeführt mit der Software *CHEM1D*, [\[122\]](#)) ab. Bei einem angenommenen additiven Fehler von 1 % bei Verwendung von zwei Durchflussreglern (laut Hersteller typischerweise 0.5 % Genauigkeit, 0.2 % Wiederholgenauigkeit) beträgt der zu erwartende Fehler etwa  $\pm 1\%$  für den Stoffmengenanteil des Wassers und  $\pm 0.5\%$  für die Temperatur. Diese Fehler kompensieren sich jedoch teilweise, da  $H_2O$ -Anteil und Temperatur stark korreliert,  $H_2O$ -Anteil und Dichte antikorreliert zueinander sind und das gemessene Signal somit kaum variiert. Als dominierende Unsicherheit der Gleichgewichtsberechnung ist das verwendete Strahlungsmodell (Planck) anzusehen und die Tatsache, dass die Temperatur nach der Flammenfront aufgrund des Wärmetransports durch Strahlung wieder abfällt [\[123\]](#). Der Abstand zwischen der Flammenfront und dem Messvolumen ist nicht exakt kontrollierbar und bekannt – die tatsächliche Temperatur kann somit um bis zu 30 K (bei einer Unsicherheit des Abstandes von 5 mm) niedriger im Vergleich zur Rechnung ausfallen. Dies

verursacht um bis zu +1 % überschätzte  $\text{H}_2\text{O}$ -Stoffmengenanteile. Konservativ verrechnet liegt der zu erwartende Fehler im Bereich von 0 bis +2 %.

- *Linearität der Detektoren*

Eine etwaige Nichtlinearität der Detektoren (Raman- und Rayleigh-Kameras, Messkopf für die Laserenergie) führt zu größer werdenden Fehlern bei der Messung der Zielgrößen, je weiter man sich vom Referenz- bzw. Kalibrationspunkt entfernt. Der durch die Nichtlinearität (bestimmt gegen eine räumlich homogene Ulbricht-Kugel variabler und referenzierter Leuchtstärke) der Kameras verursachte Fehler beträgt maximal  $\pm 1.5$  % für die Temperatur. Die Nichtlinearität aufseiten der Raman-Detektion ist mit  $\pm 0.5$  % deutlich geringer und wird bei der Berechnung der normierten Stoffmengenanteile (vgl. [FORMEL \(3.20\)](#)) (zumindest teilweise) kompensiert.

Die Nichtlinearität des verwendeten Energiemesskopfes beträgt laut Hersteller etwa  $\pm 3$  % über den maximal möglichen Messbereich (3 J/Puls). Da jedoch lediglich auf die relative Laserenergie referenziert wird und deren Fluktuation lediglich 3 % (2 sigma) der mittleren Pulsenergie von etwa 750 mJ beträgt, wird der zu erwartende systematische Fehler vernachlässigbar klein.

- *Simulation und Integration der Raman-Spektren*

Die quantenmechanischen Modelle zur Bestimmung der Übergangsdipolmomente und die Berechnung der temperaturabhängigen Raman-Spektren können als akkurat angesehen werden [\[115\]](#). Jedoch steht der Vergleich mit aufgelösten experimentellen Hochtemperaturspektren noch aus – und ein solcher Vergleich könnte auch prinzipiell nur so genau wie die Kenntnis der Temperatur sein. Zur Abschätzung eines möglichen Fehlers wird deshalb die Diskrepanz zwischen experimentell und per Simulation erzeugten Kennlinien [\[115\]](#) herangezogen, wobei davon auszugehen ist, dass ein nicht unbeträchtlicher Anteil der Abweichungen aus dem Experiment stammen könnte. Insofern stellen die folgenden Fehlerangaben eher den ungünstigsten Fall und oberste Fehlerschranken dar. Die Fehler bei der Bestimmung der Stoffmengenanteile (+ entspricht einer Über-, – einer Unterschätzung) ergeben sich demgemäß im Bereich bis 2200 K (bis 2500 K) wie folgt:  $\text{CO}_2$ : 0...+2.5 % (0...+5 %),  $\text{O}_2$ : -3...+1.5 % (-3...+7 %),  $\text{CO}$ : -4...0 % (-6.5...0 %),  $\text{N}_2$ : 0...+1 % (-3...+1 %),  $\text{H}_2\text{O}$ : -1...+0.5 % (dito),  $\text{H}_2$ : 0...+1 % (dito). Der Fehler für  $\text{CH}_4$ , für welches auf eine rein experimentelle Kennlinie zurückgegriffen wird, muss konservativ auf -4...+4 % angesetzt werden.

Für eine korrekte Auswertung müssen die Lagen der spektralen Banden sowie der Detektions- bzw. Integrationsbereiche (vgl. [ABBILDUNG 3.13](#)) in Simulation und Experiment übereinstimmen. Zwei Arten von systematischen Fehlerquellen sind in diesem Kontext denkbar: Zum einen kann eine anfänglich an der korrekten Position befindliche Bande innerhalb der fixen Detektionsbereiche driften (verursacht durch eine Drift oder systematische Ablenkung des Laserstrahls). Zum anderen können die gewählten Bereiche

und die Lage der Spektren von vornherein inkonsistent sein. Die jeweiligen Auswirkungen auf die Kennlinie von  $O_2$  sowie auf das Übersprechverhalten zwischen  $O_2$  und  $CO_2$  sind in [ABBILDUNG 3.18](#) gezeigt. Die Sensitivitäten anderer Spezies fallen tendenziell geringer aus, da dort die Detektionsbereiche weiter gefasst sind oder die Spezies nur in geringem Anteil vorkommen (vgl. [ABBILDUNG 3.13](#)).

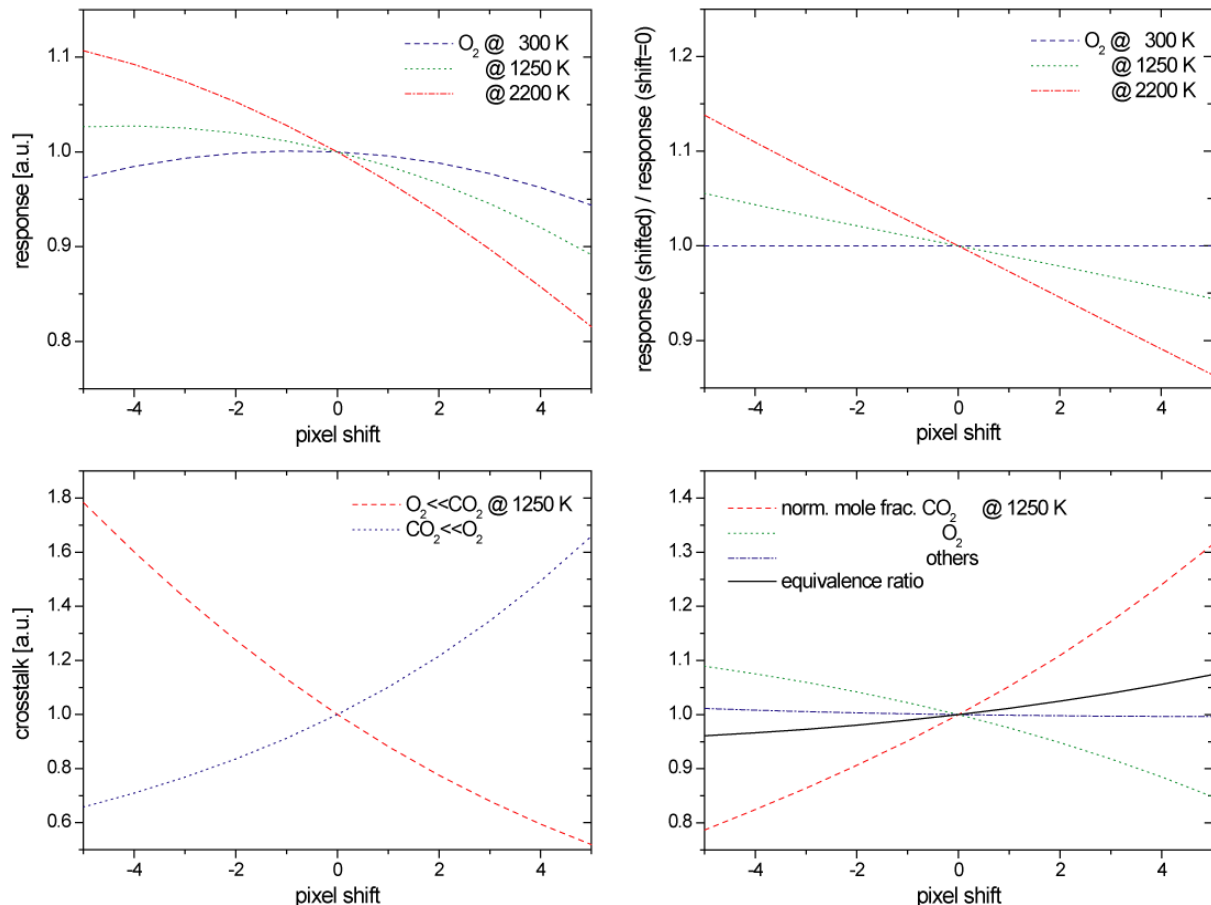


ABBILDUNG 3.18 – Sensitivität der Raman-Antwort (*Response*) gegenüber einer Verschiebung (*Shift*) der Spektren relativ zu den experimentellen Detektionsbereichen am Beispiel von  $O_2$  bei einer Apparate-Funktion von 3 nm. Zwei grundsätzliche Fälle können unterschieden werden: a) Während einer Messung driften die Spektren weg von der kalibrierten Position mit  $Shift = 0$  bei einer Temperatur von exemplarisch 300 K (oben links). b) Es wird bereits auf ein verschobenes Spektrum kalibriert (oben rechts). Beide Sensitivitäten nehmen mit steigender Temperatur bzw. Temperaturdifferenz zum Kalibrationspunkt aufgrund der breiter werdenden Spektren zu. Da die Spektren von  $CO_2$  und  $O_2$  überlappen, wird auch das Übersprechen (*Crosstalk*) beeinflusst (unten links). Beides führt zu einer fehlerhaften Berechnung der (auf den Wert bei  $Shift = 0$  normierten) Stoffmengenanteile (*Mole Fraction*) (unten rechts).

Anfängliche Inkonsistenz kann nahezu ausgeschlossen werden, da simulierte mit aufgelösten experimentellen Spektren abgeglichen werden und die Biegung der spektralen Banden (*Bowing*) ausreichend genau berücksichtigt wird. Der andere Fall, eine spektrale Drift, verursacht durch eine Positionsänderung des Laserstrahls während der Messung, kann zu einem gewissen Grad am Rayleigh-Bild erkannt und korrigiert werden. Die mittlere

Laserstrahlposition wird typischerweise im Bereich von  $\pm 15 \mu\text{m}$  konstant gehalten (vgl. [ABBILDUNG 3.19](#)), was einer spektralen Verschiebung von weniger als 0.5 Pixeln entspricht. (Zum Vergleich: die Halbwertsbreite des  $\text{CO}_2$ -Spektrums bei 300 K beträgt etwa 35 Pixel, die Breite des Detektionsbereiches etwa 60 Pixel.) Die Auswirkungen auf eine besonders sensitive Modell-Brennstoffzusammensetzung von  $\phi = 1$  mit koexistierenden Stoffmengenanteilen von  $\text{CO}_2$  und  $\text{O}_2$  im Verhältnis 1:2 bei einer Temperatur von 1250 K sind in [ABBILDUNG 3.18](#) dargestellt. Zur Orientierung dienen folgende Zusammenhänge für die absoluten Fehler von  $\text{CO}_2$  und  $\text{O}_2$  in Abhängigkeit des Pixel-Shift:

$$Err_{\text{O}_2}^{\text{abs}} \approx \left[ \mp(0.5\% \dots 4\%)_{T=300\text{K} \dots 2500\text{K}} \cdot x_{\text{O}_2} \mp 1\% \cdot x_{\text{CO}_2} \right] \cdot (\pm \text{Shift}), \quad (3.21)$$

$$Err_{\text{CO}_2}^{\text{abs}} \approx \left[ \pm(0.5\% \dots 3\%)_{T=300\text{K} \dots 2500\text{K}} \cdot x_{\text{CO}_2} \pm 2\% \cdot x_{\text{O}_2} \right] \cdot (\pm \text{Shift}). \quad (3.22)$$

Bei einer maximale Verschiebung von  $\pm 0.5$  Pixel erreichen die absoluten Fehler Werte von maximal  $\pm 2\%$  bei  $\text{O}_2$  und  $\pm 5.5\%$  bei  $\text{CO}_2$ . Für alle anderen Spezies, die in erster Näherung nur über die Normierung der Stoffmengenanteile betroffen sind, fällt der Fehler verschwindend gering aus. Der resultierende Fehler für das Äquivalenzverhältnis beträgt etwa  $\pm 0.5\%$ . Eine zusätzliche statistische Schwankung des Laserstrahls (bis zu etwa  $\pm 25 \mu\text{m}$ ) induziert keinen systematischen Fehler, da die Systemantwort in erster Näherung symmetrisch ist.

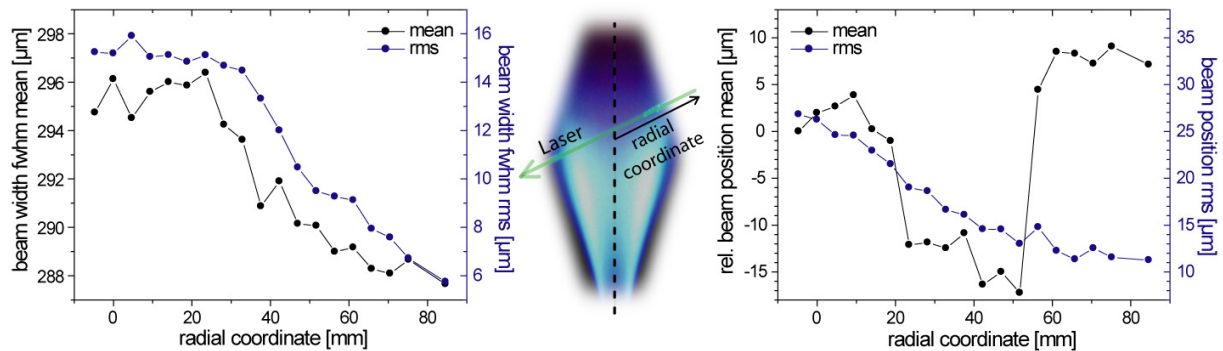


ABBILDUNG 3.19 – Ablenkung des Laserstrahls (sog. *Beam Steering*) durch Dichteschwankungen in der untersuchten Flamme, exemplarisch gezeigt für die Konfiguration TSF\_A bei einer axialen Position von 100 mm. Der Laserstrahl durchdringt die Flamme von rechts, d.h. von großen Radii kommend (Mitte, perspektivisch dargestellt). Es wird die rechts von der Mittelachse liegende Hälfte des Radialprofils messtechnisch abgerastert. Gezeigt sind die Auswirkungen auf das Rayleigh-Abbild des Strahls. Je länger dessen Weg durch die Flamme bis zum Ort der Messung ist, desto deutlicher werden die Effekte. Zum einen nimmt der Strahldurchmesser um etwa 3 % zu, begleitet von einer im Vergleich zum ungestörten Strahl verdreifachten Fluktuation desselben (links). Die axiale Strahlage ändert sich durch die optischen Eigenschaften der Flamme und durch andere Drift-Erscheinungen, wird aber während des Experimentes permanent kontrolliert und korrigiert. Der bei dieser Messung erreichte Wert von maximal  $\pm 15 \mu\text{m}$  ist auch für andere Messungen repräsentativ. Die strahlorthogonale Ablenkung im Fall ohne bzw. vor Durchtritt durch die Flamme von  $10 \mu\text{m}$  (dann gegeben durch die *Pointing*-Stabilität des Lasersystems sowie etwaige mechanische Vibrationen der Optiken) verdreifacht sich auf etwa  $30 \mu\text{m}$  im Zentrum der Flamme (rechts).

Ebenso wie die Lage muss auch die Form simulierter und experimenteller Spektren übereinstimmen, zumindest, wenn die Spektren aus ihren Detektionsbereichen hinauslappen (ansonsten ist die Übereinstimmung der integralen Intensitäten ausreichend). Bei Messungen unter nahezu konstanten Umgebungsbedingungen ist eine Laserstrahlweitenänderung, verursacht durch den Durchtritt durch die optisch weniger dichte Flamme (vgl. [ABBILDUNG 3.19](#)) der plausibelste Grund für eine Änderung der Apparatefunktion und damit für eine Änderung der Form der Spektren. In [ABBILDUNG 3.20](#) sind die Änderungen der Kennlinie von  $O_2$  sowie des Übersprechens zwischen  $O_2$  und  $CO_2$  für eine Variation der Weite der Apparatefunktion (hier als Gauß-Profil angenommen) dargestellt. Die Kennlinien dieser Spezies reagieren besonders empfindlich, da sie sich bereits bei Umgebungstemperatur nicht vollständig in ihren Detektionsbereichen befinden. Bei einer realistischen Aufweitung von 2.5 % in der Flamme werden die Stoffmengenanteile tendenziell leicht unterschätzt (etwa -1.5...0 %).

Der Einfluss einer falsch bestimmten Zusammensetzung auf die gemessene Temperatur ist aufgrund der Ähnlichkeit der Rayleigh-Streuquerschnitte vernachlässigbar klein.

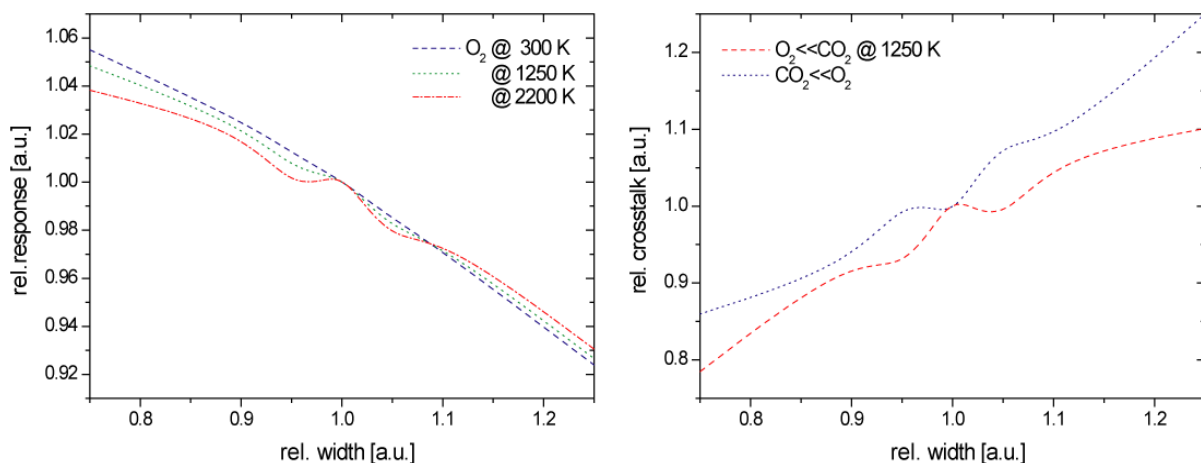


ABBILDUNG 3.20 – Sensitivität der Raman-Antwort (*Response*) für  $O_2$  (links) und des wechselseitigen Übersprechens (*Crosstalk*) zwischen  $O_2$  und  $CO_2$  (rechts, jeweils normiert auf ihren Wert bei einer relativen Weite von 1), gegenüber einer Variation der Weite der Apparate-Funktion (*Width*, auf den Nominalwert von 3 nm normiert), analysiert an simulierten und mit einer Gauß-Funktion gefalteten Spektren.

- *Hintergrundkorrektur*

Der lokale Hintergrund, verursacht durch die Lumineszenz der Flamme, wird beim Rayleigh-Bild über eine lineare Interpolation der Randwerte bestimmt und vom Signal abgezogen. Signifikante systematische Fehler sind quasi auszuschließen, da der Hintergrund nahezu homogen ist.

Aufseiten der Raman-Detektion dienen Hintergrundkanäle (vgl. [TABELLE 3.3](#)) zur Bestimmung des instantanen lokalen Hintergrundes. Die Abhängigkeiten der einzelnen Kanäle werden für repräsentative Positionen in der zu untersuchenden Flamme bestimmt. Unter der Abschätzung, die Korrelation auf  $\pm 15\%$  (typische Abweichung zwischen Korrelationen,

welche an unterschiedlichen Positionen in der Flamme bestimmt wurden) zu kennen, beträgt der dadurch verursachte Fehler im Maximum etwa  $\pm 0.005$  Stoffmengenanteile. Für die laserinduzierte Fluoreszenz-Interferenz von  $C_2$ -Spezies gelten in etwa die gleichen Überlegungen.

- *Rayleigh-Streuquerschnitte*

Die zur Berechnung der Temperatur verwendeten relativen Rayleigh-Streuquerschnitte [120] sind prinzipiell so akkurat wie die Zusammensetzung der entsprechenden Kalibrationsgase (s.o.), zuzüglich eines apparativen Zuschlags. Werden realistische, bei der  $CH_4$ -Verbrennung entstehende Stoffgemische und eine Gauß'sche Fehlerfortpflanzung angenommen, so beträgt die Unsicherheit etwa  $\pm 1\%$  (90 %-Konfidenzintervall) bei Umgebungstemperatur. Der Einfluss einer falsch bestimmten Temperatur auf die Zusammensetzung liegt aufgrund der relativ geringen Sensitivität der Spezieskennlinien (vgl. [ABBILDUNG 3.16](#)) im Subprozent-Bereich.

- *Apparative Drift*

Zum möglichst konstanten Betrieb der Apparatur werden die einzelnen Komponenten und Systeme vor Beginn der Messung in einen thermisch stationären Zustand gebracht und dort durch Kontrolle der Umgebungstemperatur gehalten. Zudem werden in kurzen zeitlichen Abständen Referenzen vermessen, die ggf. zur nachträglichen Korrektur dienen. Besonders sensitive Parameter werden während des Betriebes kontrolliert und korrigiert.

Als dominierende Fehler dieser Art werden zum Ersten die Veränderung der Laserstrahl-Lage und die damit verbundene Verschiebung der Raman-Spektren relativ zu den vordefinierten Detektionsbereichen angesehen. Die Auswirkungen auf die gemessenen Stoffmengenanteile sind bereits oben ausgeführt und quantifiziert (vgl. z.B. [ABBILDUNG 3.18](#)). Zum Zweiten reagiert die Transmission durch den vor der Rayleigh-Kamera angebrachten schmalbandigen Filter extrem sensitiv auf eine Änderung des Inzidenzwinkels. Durch die kleine F-Zahl (d.h. großen Öffnungswinkel) des achromatischen Linsensystems befinden sich Teilstrahlen auch bei zentrierter Justage bereits in der Transmissionsflanke des Filters (maximaler Inzidenzwinkel etwa  $7^\circ$ ). Hier lässt eine Änderung des Winkels um  $1^\circ$  die Transmission bereits um bis zu 100 % variieren (vgl. [ABBILDUNG 3.21](#)). Kleinste Änderungen der Strahllage oder der optischen Komponenten haben somit schon einen signifikanten Einfluss. Anhand der Entwicklung der Rayleigh-Intensitäten von Referenz- zu Referenzmessung kann der Fehler auf  $\pm 2\%$  (90 %-Konfidenzintervall) abgeschätzt werden.

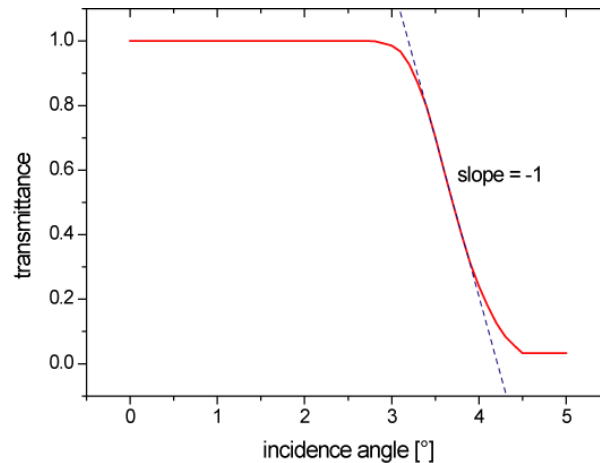


ABBILDUNG 3.21 – Durchlässigkeitsgrad (*Transmittance*) des vor der Rayleigh-Kamera angebrachten Laserlinien-Filters in Abhängigkeit des Inzidenzwinkels (*Incidence Angle*,  $0^\circ$  entsprechen senkrechtem Einfall). In der Flanke beträgt die Sensitivität rund 100 % / ° Winkeländerung.

Zum Dritten kann sich die räumliche Zuordnung zwischen Raman- und Rayleigh-Messvolumina entlang der abgebildeten Linie, anfänglich bestimmt durch eine adäquate Maske, verschieben. Dieser Verschiebungseffekt (*Mismatch*) hat bei der instantanen Einzelmessung dann eine Auswirkung, wenn Bereiche starker Temperatur- und Konzentrationsgradienten geschnitten werden, wie sie in der Flammenfront auftreten. In den Mittelwerten wird der hierdurch verursachte Fehler abgemildert, da starke Gradienten nicht in jedem Einzelschuss vorliegen und sich einzelne spiegelbildliche Gradienten gegenseitig kompensieren. In [ABBILDUNG 3.22](#) sind die Auswirkungen einer solchen Verschiebung im Temperaturraum quantifiziert. Bei typischen in der vorgemischten Flammenfront auftretenden Gradienten von 3000 K/mm [124] entsprechen 100 K etwa 30  $\mu\text{m}$  räumlicher Verschiebung. Eben diese Verschiebung wird experimentell i.Allg. unterschritten, sodass die *instantanen* Fehler maximal  $\pm 9.5\%$  für  $\text{CO}_2$ ,  $\pm 3.5\%$  für  $\text{CH}_4$ ,  $\pm 1.5\%$  für  $\text{O}_2$  sowie  $\pm 1\%$  für  $\text{H}_2\text{O}$  und das Äquivalenzverhältnis betragen.  $\text{N}_2$  zeigt keine Abhängigkeit und die Änderung des Rayleigh-Streuquerschnittes aufgrund der falsch bestimmten Zusammensetzung führt zu einem Fehler von  $\pm 0.5\%$  bei der Messung der Temperatur. Die Fehler der *statistischen Momente* sind stark abhängig von der Häufigkeit und Orientierung geschnittener Flammenfronten und variieren zwischen den einzelnen Messposition in den Flammen. An Positionen mit hoher Aufenthaltswahrscheinlichkeit von Flammenfronten (im Bereich des *Flame Brush* nahe der Düse mit schwacher Intermittenz) betragen die konservativ abgeschätzten Fehler für die Mittelwerte nur etwa 25 % der instantanen Fehler. Damit ist der Verschiebungseffekt lediglich für  $\text{CO}_2$  mit rund  $\pm 2.5\%$  und  $\text{CH}_4$  mit  $\pm 1\%$  signifikant. Da es sich um systematische Fehler handelt, sind die Fluktuationen in erster Näherung nicht betroffen.



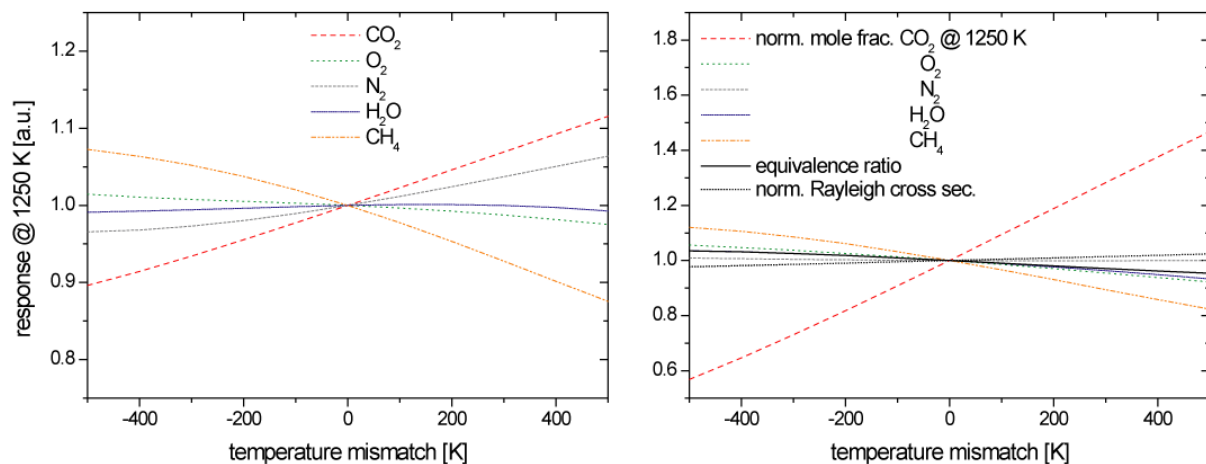


ABBILDUNG 3.22 – Sensitivität der Raman-Antworten (links) und der abgeleiteten Größen (rechts) gegenüber einer falschen Zuordnung (*Mismatch*) zwischen Raman- und Rayleigh-Messvolumina in einer besonders sensitiven Modell-Brennstoffzusammensetzung von  $\phi = 1$  mit koexistierenden Stoffmengenanteilen von O<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, CO<sub>2</sub> und H<sub>2</sub>O bei einer Temperatur von 1250 K. In der vorgemischten Flammenfront treten Temperaturgradienten von über 3000 K/mm auf, sodass z.B. eine räumliche Diskrepanz von 30  $\mu\text{m}$  einer Verschiebung von etwa 100 K entspricht.

- *Datenfilterung*

Obwohl der untersuchte Brenner in einem einhüllenden feingefilterten Luftstrom (*Coflow*) von 300 mm Radius platziert ist, dringen gelegentlich Tertiärluft-Pakete aus der Umgebung und mit diesen Staubpartikel in die Hauptströmung ein. Werden diese vom Laserstrahl getroffen oder tangiert und leuchten auf, verfälschen sie das jeweilige Bild und selbiges muss verworfen werden. Dies verursacht folglich eine systematische Abweichung der gemessenen Mittelwerte hin zu hohen Temperaturen und hin zu stofflichen Zusammensetzungen des Brennstoffs bzw. Abgases. Im ungünstigsten Fall korreliert das Auftreten von Partikeln vollständig mit dem Eintrag von tertiärer Außenluft. Unter dieser Annahme kann der maximale Fehler über die Anzahl der aussortierten Bilder abgeschätzt werden. Bei den untersuchten Konfigurationen beträgt der maximale Fehler im Mittelwert der Temperatur +5 K und im Mittelwert des Äquivalenzverhältnisses +0.05  $\phi$ -Einheiten. In weiten Bereichen der Strömung fällt der Fehler deutlich geringer aus oder ist vernachlässigbar klein.

- *Normierung*

Bei der Berechnung der Stoffmengenanteile (vgl. [FORMEL \(3.20\)](#)) wird angenommen, dass die Gesamtheit aller Spezies gemessen wird. Im Bereich der Flammenfront ist diese Annahme relativ ungenau, da eine Reihe von Zwischenspezies entsteht, die sich, wie der Vergleich mit laminaren *Flamelet*-Rechnungen zeigt, auf bis zu 10 % der Gesamtheit aufsummieren können. Abgemildert wird der Effekt allerdings durch das räumliche Auflösungsvermögen der Apparatur (ca. 500  $\mu\text{m}$ ), welche um ein Vielfaches größer ist als die Dicke der



Flammenfront (ca. 100  $\mu\text{m}$ ), und dadurch, dass auch die Zwischenspezies (maßgeblich  $\text{C}_2\text{H}_6$ ) in ähnlicher Weise im Detektionskanal für  $\text{CH}_4$  erfasst werden. Im instantanen Einzelschuss kann der Fehler bis zu +1.5 % betragen. Bei den Mittelwerten ist die Abweichung vernachlässigbar klein, da nur bei einem Anteil der Einzelschüsse eine Flammenfront geschnitten wird.

- *Präzisionsbedingte Genauigkeit*

Gemäß den Grundsätzen der Statistik (vgl. ANHANG b) führt jede *statistische* Fehler- bzw. Rauschquelle zu *systematisch* zu hoch gemessenen Fluktuationsgrößen, wohingegen die Mittelwerte unbeeinflusst bleiben. Bei statistisch unabhängigen Zufallsprozessen (die einzelnen apparativen Rauschquellen sowie die physikalische Schwankung der Messgröße können i.Allg. als solche betrachtet werden) addieren sich die Standardabweichungen dabei geometrisch (vgl. FORMEL (b.5)), wobei sich einzelne Rauschquellen wiederum in gleicher Weise aufsummieren. Die niedrigste messbare Fluktuation ist somit durch das Gesamtrauschen der Apparatur limitiert. Andererseits wird das apparative Rauschen rasch unerheblich, wenn die natürlichen Schwankungen größer als selbiges sind. Als Faustformel kann gelten, dass bei im Vergleich zum Rauschen 2-facher Schwankung die Standardabweichung um etwa 10 %, bei 3-facher um 5 % und bei 7-facher um nur noch 1 % überschätzt wird.

In hochturbulenten und intermittierenden Systemen, wie sie im Rahmen dieser Arbeit untersucht werden, spielt der Fehler der Standardabweichungen deshalb eine untergeordnete Rolle. Anhand TABELLE 3.4 und o.g. Faustformel kann die Auswirkung auf die gemessene sowie die untere Grenze der messbaren Standardabweichung aus der Präzision abgeschätzt werden.

### *Stochastische Fehlerquellen*

- *Photonenrauschen*

Photonenrauschen (sog. *Shot Noise*) ist eine fundamentale Eigenschaft der Quantennatur des Lichts und stellt die unterste Rauschgrenze dar, der sich ein optisches Detektionssystem annähern kann – in diesem Kontext spricht man vom *Shot-Noise-Limit*. Photonenrauschen entsteht durch die variierende Anzahl gestreuter oder detektierter Photonen und folgt einer Poisson-Statistik [125]:

$$\sigma_{\text{shot noise}} = \sqrt{N_p} \quad (3.23)$$

in Einheiten von Photonen bzw. Photoelektronen mit der Anzahl der gesammelten Photonen  $N_p$ . Bezogen auf das Signal ergibt sich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (*Signal-to-Noise Ratio*, SNR) zu

$$\text{SNR} \equiv \frac{N_p}{\sqrt{N_p}} = \sqrt{N_p} = \sqrt{\frac{N_c}{G}} \quad (3.24)$$

mit der *Count*-Zahl  $N_c$  auf der CCD-Kamera und dem Konversionsfaktor (*Gain*)  $G$  in [Counts/Elektron]. Das typische Photonenrauschen der einzelnen Detektionskanäle ist für verschiedene exemplarische thermo-kinetische Zustände in [TABELLE 3.4](#) aufgeführt.

- *Rauschen der CCD-Kameras*

Nicht intensivierte CCD-Kameras weisen zwei maßgebliche Rauschquellen auf – zum einen das Rauschen des Dunkelstroms, zum anderen das Ausleserauschen. Unter dem Dunkelstrom versteht man die im CCD-Substrat thermisch erzeugten Elektronen. Dieses Pseudo-Signal kann im Mittel durch den Abzug eines entsprechenden Dunkelbildes korrigiert werden, jedoch moduliert es in der Einzelaufnahme mit einem statistischen Muster, das, ähnlich wie das Photonenrauschen, Poisson-verteilt ist. Bei den verwendeten thermo-elektrisch gekühlten Kameras und den sehr kurzen Zykluszeiten von höchstens 200 ms können sich allerdings nur wenige Elektronen akkumulieren und das Dunkelstrom-Rauschen (*Dark Noise*) erlangt im Vergleich zum Ausleserauschen keine große Bedeutung.

Unter Ausleserauschen (*Read Noise*) sind sämtliche Rauschquellen zusammengefasst, die mit den elektronischen Schaltkreisen der Kamera zusammenhängen. Insbesondere sind dies sog. *Reset Noise* (welches beim Rücksetzen des Ausleseknobens bei Kameras mit *Correlated Double Sampling* auftritt), *Shift-Noise* beim Verschieben der Ladung, das Rauschen des Vorverstärkers sowie das Rauschen und der Quantisierungsfehler des Analog-Digital-Wandlers (*Analog Digital Converter*, ADC). Typische Werte für das aus beiden Anteilen zusammengesetzte gesamte Kamera-Rauschen der einzelnen Detektionskanäle sind in [TABELLE 3.4](#) zu finden. Das SNR schwacher Signale, wie etwa der Raman-Signale, ist i.Allg. durch das Rauschen der Kamera limitiert, während das SNR starker Signale häufig nahe des *Shot-Noise*-Limits liegt. [ABBILDUNG 3.23](#) verdeutlicht die Entwicklung des erreichbaren SNR bei steigender Signalstärke.

- *Rauschen interferierender Kanäle*

Durch das gegenseitige Übersprechverhalten der Raman-Detektionskanäle überträgt sich nicht nur ein Teil des Signals, sondern auch ein Teil des Rauschens (Photonen- wie Ausleserauschen) zwischen den Kanälen. Zwei Anteile dieser Wechselwirkung müssen berücksichtigt werden. Zum einen ist der übersprechende Anteil, der im Mittel zwar über die Werte der neben-diagonalen Einträge der Kalibrationsmatrix bekannt ist, in der instantanen Messung mit Photonenrauschen moduliert, zum anderen verfälscht sowohl Photonen- als auch Ausleserauschen den instantanen Wert des interferierenden Kanals. Dieser zusätzliche Rauschanteil auf Kanal  $i$ , verursacht durch Kanal  $j$ , beträgt dann

$$\sigma_{noise, i < j} \approx p_{i < j} \sqrt{2\bar{S}_j + \sigma_{read\ noise, j}^2} \quad (3.25)$$

mit dem mittleren Signal (in Einheiten von Photonen)  $\bar{S}$  und dem entsprechenden Matrix-Element  $p_{i < j}$  der Kalibrationsmatrix. Der Anteil wird vor allem dann signifikant, wenn erstens das Signal des betroffenen Kanals gering ist und zweitens sowohl  $p$  als auch  $\bar{S}$  des übersprechenden Kanals hoch sind. Dies ist z.B. der Fall für das Übersprechen von  $O_2$  auf  $CO_2$  in Luft oder unverbranntem Brennstoff, von  $CO_2$  auf  $O_2$  im Abgas, von  $N_2$  auf  $CO$  sowie des Hintergrundes ( $p \approx 1$ ) auf alle schwachen Kanäle. Typische Werte sind in [TABELLE 3.4](#) angegeben. Analoge Überlegungen gelten für die lokale instantane Hintergrund-Korrektur des Rayleigh-Signals. Das maximale Rauschen, verursacht durch Auslese- und Photonenrauschen, beträgt selbst bei Flammentemperaturen nicht mehr als  $\pm 0.5\%$  des Signals.

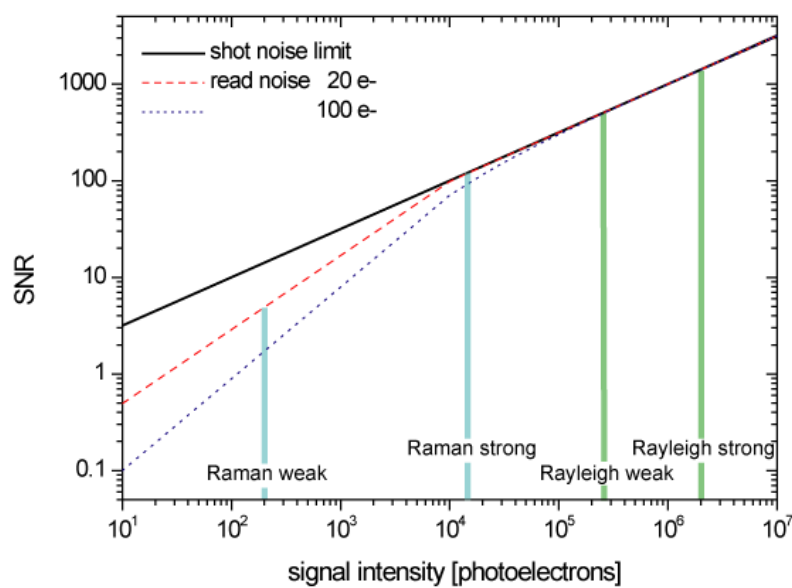


ABBILDUNG 3.23 – Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) in Abhängigkeit der Signalstärke (in Einheiten von Photoelektronen, d.h. detektierten Photonen) für zwei typische Werte des Kamera-rauschens (20 Elektronen bei der Raman-Kamera, 100 bei der Rayleigh-Kamera). Das Rayleigh-SNR ist sowohl bei Umgebungstemperatur als auch bei Flammentemperatur durch das Photonenrauschen (*Shot Noise*) limitiert, ebenso wie das der stärkeren Raman-Signale ( $N_2$  und  $CH_4$  in Luft oder bzw. unverbranntem Brennstoff). Bei den verhältnismäßig schwachen Raman-Signalen (z.B.  $H_2$  und  $CO$  bei Flammentemperatur) ist das SNR hingegen durch das Rauschen der Kamera begrenzt. Die untere Nachweisgrenze ( $SNR \approx 3$ ) liegt, je nach Spezies, bei ungefähr 1 %. Die Werte beziehen sich auf die in [KAPITEL 3.2.4.2](#) spezifizierte Apparatur.

- *Schwankungen der Signalstärke*

Die Intensität sowohl der Rayleigh- als auch Raman-Signale ist proportional zur Einzelpulsenergie der Laser. Während bei der Berechnung der *normierten* Stoffmengenanteile aus den Raman-Signalen über die Normierung implizit und quasi rauschfrei auf die Pulsenergie referenziert wird (da sich eine Energieschwankung gleichermaßen auf alle Spezies auswirkt und bei der Normierung deshalb eliminiert wird), geschieht dies für das Rayleigh-Signal über eine Einzelpuls-Energiemessung mit dem eingebauten Energiemesskopf. Die Puls-zu-Puls-Fluktuation (ca. 2.5 % für 90 % der Pulse)

werden somit auf das apparative Rauschen des Messkopfes und der Auslese-Elektronik reduziert. Letzteres dominiert das Rauschen des Messkopfes (ca. 0.01 % bei 800 mJ laut Hersteller) und führt zu einem statistischen Fehler von etwa  $\pm 0.5$  % (90 %-Konfidenzintervall, quantifiziert gegenüber der über den gesamten Bildbereich aufintegrierten Rayleigh-Intensität als Maß für die Laserenergie).

Die schwankende Ablenkung des Laserstrahls in einer Flamme (*Beam Steering*, vgl. [ABBILDUNG 3.19](#)) führt zu einer Fluktuation der unnormierten Raman-Signale, da variable Anteile derselben am Eintrittsspalt des Spektrometers abgeschnitten werden. Der Effekt ist jedoch für alle Spezies äquivalent, sodass er durch die Normierung keinerlei Einfluss auf die Stoffmengenanteile hat. Wohl aber kommt es durch die ebenfalls verursachte spektrale Verschiebung zu einer modulierten Antwort der einzelnen Spezies und damit zu einem zusätzlichen apparativen Anteil der relativen Schwankung der gemessenen Stoffmengenanteile (vgl. [ABBILDUNG 3.18](#)) von etwa  $\pm 8$  % für  $\text{CO}_2$ ,  $\pm 4$  % für  $\text{O}_2$  (jeweils bezogen auf den nominalen Stoffmengenanteil) sowie  $\pm 1.5$  % für das Äquivalenzverhältnis ( $\phi = 1$ ) bei einer typischen Bewegung von  $\pm 40 \mu\text{m}$  des Laserstrahls (jeweils 90 %-Konfidenzintervall). Andere Spezies können über die Normierung oder das Übersprechen in gewissem Maße beeinflusst werden. Aufseiten des Rayleigh-Signals könnte die sich ändernde Durchlässigkeit des Strahlteilers (vgl. [ABBILDUNG 3.21](#)) eine Rolle spielen, jedoch ist dieser Effekt nicht ohne weiteres quantifizierbar. In isothermen (Bereichen der) Strömungen spielt *Beam Steering* eine untergeordnete Rolle, da keine oder lediglich äußerst moderate Dichteschwankungen zu erwarten sind.

- *Normierung*

Die Normierung der gemessenen Teilchenzahldichten zur Berechnung der Stoffmengenanteile egalisiert die Schwankungen der Laserenergie von Puls zu Puls sowie stochastische Schwankungen der Signalstärke aus anderen Gründen (z.B. *Beam Steering*). Durch die zusätzliche „Information“ der Normierungsgleichung ([FORMEL \(3.20\)](#)) ergibt sich zudem eine 7:6-Überbestimmtheit des zu lösenden Gleichungssystems (vgl. [FORMEL \(3.18\)](#)), die prinzipiell zu einer zusätzlichen Rauschreduzierung einzelner Kanäle führt. Allerdings entsteht durch die Normierung auch eine Ankopplung aller Rauschgrößen der anderen Kanäle, sodass sich das SNR auch verschlechtern kann. Die Zusammenhänge sind nicht mehr ohne weiteres analytisch beschreibbar und stark fallabhängig. Tendenzen werden weiter unten aufgezeigt. Typische Werte einzelner Rauschgrößen sind in [TABELLE 3.4](#) zu finden.

- *Datenstatistik*

Nach [FORMEL \(b.3\)](#) und [FORMEL \(b.4\)](#) ergibt sich bei typischerweise 500 Einzelmessungen pro Position, an den Positionen maximaler Fluktuationen (bis zu 100 % des Mittelwertes), eine maximale statistische Ungenauigkeit von rund  $\pm 7.5$  % für die Mittelwerte und  $\pm 5$  % für die Standardabweichungen bei einem Konfidenzintervall von 90 %.

- *Rauschsimulation der Apparatur*

Zum besseren Verständnis werden generische Signale mit synthetischem repräsentativem Photonen- und Ausleserauschen sowie Laserenergie-Schwankungen beaufschlagt und der Auswertung zugeführt. Auf diese Weise können Sensitivitäten und Gesetzmäßigkeiten bezüglich der zu erwartende Signal-zu-Rausch-Verhältnisse analysiert werden. Typische Signal- und Rausch-Niveaus der Instrumentierung lassen sich aus entsprechenden experimentellen Messungen ableiten. Das Photonenrauschen wird gemäß [FORMEL \(3.23\)](#) aus der bekannten *Count*-Zahl als pseudo-zufällige Poisson-verteilte Zufallsfolge generiert. Charakterisiertes Ausleserauschen und Laserenergie-Fluktuationen werden als Gauß-verteiltes Ensemble erzeugt. Aus den so erzeugten generischen Signalen werden Stoffmengenanteile und Temperaturen bestimmt und diese statistisch ausgewertet. Bei einem ausreichend großen Stichprobenumfang ( $> 10\,000$ ) werden die Ergebnisse nahezu unabhängig vom statistischen Rauschen. [TABELLE 3.4](#) bietet einen Überblick über einzelne Terme. Folgende Gesetzmäßigkeiten können qualitativ beobachtet werden:

- Je höher die Signalstärke (d.h. je mehr Photonen detektiert werden), desto geringer wird das relative Photonenrauschen und desto höher wird das SNR.
- Je höher der Stoffmengenanteil, desto höher werden die Signalstärke und das SNR.
- Je höher der Wert des Antwortkoeffizienten  $p_{ii}$  (vgl. [FORMEL \(3.18\)](#)), desto höher wird das SNR aller Kanäle (ohne Normierung), jedoch kann dann die Normierung das SNR des Kanals  $i$  verschlechtern. Dieser Effekt tritt nur bei Spezies mit im Vergleich zu den anderen Spezies signifikant höherem Raman-Streuquerschnitt auf (z.B.  $\text{CH}_4$ )
- Je höher das Ausleserauschen, desto geringer wird das SNR auf diesem Kanal. Jedoch wird der Normierungsvorteil umso größer, je höher das Gesamtrauschen ist. Da das Ausleserauschen auf allen Kanälen vergleichbar ist, profitieren vor allem Signale mit hohem absoluten Photonenrauschen (d.h. starkem Signal bzw. hohem Stoffmengenanteil, z.B.  $\text{N}_2$ ) von der Normierung.
- Je höher das Rauschen auf anderen Kanälen  $j$  ist, desto weniger profitiert Kanal  $i$  von der Normierung. Dies betrifft vor allem Spezies mit geringem Stoffmengenanteil, da dann das Photonenrauschen der Spezies mit hohem Stoffmengenanteil überspricht. Tatsächlich kann sich der Effekt der Normierung dann ins Gegenteil verkehren und das SNR verschlechtern.
- Aufgrund des spektralen Übersprechens verschlechtert jede Rauschquelle auf Kanal  $j$  das SNR auf Kanal  $i$ , wenn der entsprechende Koeffizient  $p_{i \ll j}$  ungleich 0 ist. Hiervon sind Spezies mit schwachem Signal, aber gleichzeitig hoher Beeinflussung betroffen (vgl. [FORMEL \(3.25\)](#) und zugehörige Diskussion).
- Das SNR des Äquivalenzverhältnisses bleibt von der Normierung unbeeinflusst, da sich das C-O-H-Verhältnis durch selbige nicht ändert.

TABELLE 3.4 – Typische Werte der einzelnen Kanäle / Messgrößen (Stoffmengenanteile, Äquivalenzverhältnis und Temperatur [K]) für Mittelwert  $\bar{f}$  und mittleres Signal  $\bar{S}$  sowie simulierte Werte für Ausleserauschen  $\sigma_{RN}$ , Photonenrauschen  $\sigma_{SN}$ , Rauschen aller Crosstalk-Terme  $\sigma_{CN}$ , Rauschen aufgrund von Signalschwankungen  $\sigma_S$  (verursacht durch nicht korrigierte Laserenergieschwankungen und *Beam Steering*), Gesamt-Rauschen  $\sigma_{tot}$ , simuliertes und experimentelles (exp) Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) sowie Effekt der Normierung auf das SNR (---: <0.5, --: 0.5...0.75, -: 0.75...0.95, =: 0.95...1.05, +: 1.05...1.25, ++: 1.25...1.5, +++: >1.5). Der obere Index  $S$  bezieht sich auf Signal-Einheiten (Photoelektronen), Index  $f$  auf Einheiten der Messgröße. Die Werte sind für drei repräsentative thermo-kinetische Zustände angegeben. Mit < gekennzeichnete Einträge liegen unterhalb der Nachweisgrenze (ca. 1 % Stoffmengenanteil), mit / gekennzeichneten Terme entfallen deshalb. Der zusätzliche maximale relative statistische Fehler  $\sigma_{Stat}^{rel}$  der Mittelwerte bei Stichprobenumfängen von 500 ist nicht in die apparativ bedingten Größen eingerechnet und abhängig vom natürlichen (turbulenten) Schwankungsniveau. Alle Werte sind in einfachen Standardabweichungen angegeben (rund 68%-Konfidenzintervall). Es werden die SI-Dezimalpräfixe k für 1000, M für Millionen und m für 1/1000 verwendet.

		CO <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	CO	N <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>	H <sub>2</sub> O	H <sub>2</sub>	$\phi$	T[K]
Luft 300 K	$\sigma_{RN}^S$	26	18	20	24	36	30	26		140
	$\bar{f}$	<	0.21	<	0.78	<	<	<	0	300
	$\bar{S}$	<	9k	<	25k	<	<	<		2.8M
	$\sigma_{SN}^S$	<	95	<	160	<	<	<		1.7k
	$\sigma_{CN}^S$	60	15	30	25	65	45	30		
	$\sigma_S^{rel}$	0.3 %								
	$\sigma_{tot}^S$	65	100	35	160	75	55	40		8.6k
	$\sigma_{tot}^f$	2m	2m	1m	6m	2m	1m	1m	26m	0.9
	Norm	/	=	/	++	/	/	/		
	SNR	/	90	/	200	/	/	/	/	320
	SNR exp	/	80	/	320	/	/	/	/	300

		CO <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	CO	N <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>	H <sub>2</sub> O	H <sub>2</sub>	$\phi$	T[K]
Brennstoff 300 K	$\bar{f}$	/	0.19	/	0.71	0.095	/	/	1	300
	$\bar{S}$	<	8k	<	22.5k	33k	<	<		
	$\sigma_{SN}^S$	<	90	<	150	180	<	<		
	$\sigma_{CN}^S$	70	35	30	25	65	45	35		
	$\sigma_S^{rel}$	0.3 %								
	$\sigma_{tot}^S$	70	100	35	170	210	50	40		
	$\sigma_{tot}^f$	2m	2m	1m	5m	1m	1m	1m	12m	
	Norm	/	=	/	+++	-	/	/		
	SNR	/	85	/	235	125	/	/	70	
	SNR exp	/	80	/	320	130	/	/	70	
Abgas 2200 K	$\bar{f}$	0.085	<	0.01	0.70	<	0.18	<	1	2200
	$\bar{S}$	1.8k	<	400	3.4k	<	1.6k	<		380k
	$\sigma_{SN}^S$	45	<	20	60	<	40	<		620
	$\sigma_{CN}^S$	50	25	20	25	65	45	35		
	$\sigma_S^{rel}$	5 %	2.5 %			0.3 %			1.5 %	0.3 %
	$\sigma_{tot}^S$	115	30	35	70	75	65	40		850
	$\sigma_{tot}^f$	11m	5m	1m	15m	2m	9m	6m	35m	7.5
	Norm	-	/	+	++	/	++	/		
	SNR	20	/	10	65	/	25	/	30	290
	SNR exp	25	/	5	75	/	30	/	25	150
$\sigma_{Stat}^{rel}$		0...4.5 %								

Der Vergleich simulierter und an geeigneten Referenzflammen und Kalibrationsgasen experimentell bestimmter Signal-zu-Rausch-Verhältnisse (vgl. [TABELLE 3.4](#)) zeigt generell eine gute Übereinstimmung, d.h. die wichtigsten präzisionslimitierenden Faktoren sind in der

Fehlerabschätzung bzw. der Rauschsimulation berücksichtigt. Lediglich das SNR der Temperatur im Abgas wird um das Doppelte überschätzt und das SNR von  $N_2$  fällt experimentell deutlich höher aus als in der Simulation. Bei der Temperatur wirkt sich vermutlich der nicht quantifizierte und deshalb in der Simulation nicht berücksichtigte Effekt des *Beam Steering* auf die Transmission des Filters vor der Rayleigh-Kamera aus (s.o.). Da das SNR von  $N_2$  bereits durch Photonenrauschen limitiert ist, kann in diesem Fall nur der Gewinn durch die Normierung in der Simulation unterschätzt werden.

Nichtsdestoweniger leistet eine solche Simulation wertvolle Beiträge zum Verständnis der (Wechsel-)Wirkung vielfältiger Rauschquellen und kann als Instrument genutzt werden, die Auswirkungen und den Nutzen apparativer Änderungen abzuschätzen.

#### 3.2.4.5 Verbesserungspotenzial

Abgesehen von Verbesserungen aufseiten der Spektren-Simulation und Auswertung, auf die hier nicht weiter eingegangen wird, können auf der apparativen Seite verschiedene Maßnahmen Genauigkeit und Präzision erhöhen.

Signalstärke und damit Signal-zu-Rausch-Verhältnis würden durch eine höhere Laserpulsenergie verbessert. Das prinzipielle Limit liegt an der laserinduzierten Durchbruchschwelle, welche von der Flächenleistung des Lasers während des Pulses abhängt. Bei durch die turbulenten Zeitmaße und die Öffnungszeit des schnellen mechanischen Schließers begrenzten Pulslängen von maximal etwa  $1\ \mu\text{s}$  muss die Energie also zeitlich und räumlich (in Synthese mit einer optimalen Fokussierbarkeit also Gauß-förmig ohne *Hot Spots*) möglichst gleichmäßig verteilt sein, um die kritische Spitzenpulsleistung zu unterschreiten. Technische Neuentwicklungen wie etwa Microsekunden-Laser mit quasi beliebig hoher Pulsenergie, einstellbarer Pulslänge und ausgezeichneter Fokussierbarkeit (Quantel) stellen eine vielversprechende Alternative zu den verwendeten Nanosekunden-Lasern dar. Durch die bessere Fokussierbarkeit und den Wegfall der Verzögerungsstrecken könnte zudem eine deutlich bessere räumliche Auflösung (bis etwa  $100\ \mu\text{m}$ ) erreicht werden.

Die Quanteneffizienz aufseiten der Detektion ist bei den verwendeten optischen Bauelementen und CCD-Kameras nahezu ausgereizt. Eine Verbesserung könnte lediglich durch die Reduzierung des apparativen Rauschens und der experimentellen Interferenzen erfolgen, wovon vor allem signalschwache Spezies profitierten. Potenzial ist beim Ausleserauschen der Raman-Kamera vorhanden und bei der Unterdrückung optischer Interferenzen wie Lumineszenz oder laserinduzierter Fluoreszenz. Letztere könnte durch getrennte Detektion gegensätzlich polarisierter Anteile diskriminiert werden (sog. *Polarized/Depolarized Raman Scattering*, [126]), allerdings mit ungelösten Fragen der experimentellen Ausführung. Derzeit stellt vor allem der Transmissionsgrad erhältlicher Polarisationsfilter bzw. die Effektivität polarisierender Strahlteiler ein Hindernis dar. Um eine dem jetzigen Experiment vergleichbare Signalstärke auf beiden Kanälen zu erreichen, müsste ein kompletter zweiter Detektionsarm vorhanden sein – mit unabsehbaren Schwierigkeiten bei Experiment und Auswertung. Insbesondere erschwert dann das auf beiden Seiten unterschiedliche *Beam Steering* die Zu-



ordnung der räumlich korrespondierenden Bereiche und Drifteffekte wirken sich angesichts des komplexeren Aufbaus stärker aus. Vielversprechend ist diese Technik deshalb nur bei hoher Fluoreszenz-Interferenz, wie sie bei brennstoffreichen bzw. mit höheren oder ungesättigten / aromatischen Kohlenwasserstoffen betriebenen Flammen auftritt.

Die Auswirkungen der Lumineszenz könnten dagegen durch kürzere Belichtungszeiten der Kameras verringert werden. Intensivierte *gate*-bare Kameras sind allerdings keine Alternative, da die zu erwartende Nichtlinearität und das Rauschen des Bildverstärkers inakzeptabel hoch sind [127]. Neue *Frame-Transfer*-Kameras (z.B. Princeton Instruments) mit hoher Quanteneffizienz dagegen stellen eine vielversprechende Technologie dar. Ein schnellerer mechanischer Schließer als der bereits sehr schnelle verwendete Schließer mit rotierenden Scheiben wäre zusätzlich erstrebenswert, ist aber nicht leicht zu realisieren. Limitierend sind die mechanische Belastbarkeit der Komponenten und die Verfügbarkeit leistungsstarker Antriebe. Auch die zeitliche Synchronisation z.B. mehrerer getrennter Systeme stellt eine Herausforderung dar. Hier bleibt die Entwicklung und Verfügbarkeit alternativer Technologien (z.B. von Piezo-Aktuatoren oder elektro-optischen Komponenten) abzuwarten.

Nicht zuletzt müssen die Ursachen experimenteller Drifteffekte weitergehend analysiert und nach Möglichkeit beseitigt oder kompensiert werden. Von Interesse sind in diesem Kontext ebenfalls schneller repetierende Kamera- und Lasersysteme, da Messungen dann schneller durchführbar und durch Drifteffekte weniger beeinträchtigt wären. Aktuell wird sogar von zeitlich korrelierten Raman/Rayleigh-Messungen an einem isothermen Freistrahle im kHz-Bereich berichtet [128], allerdings bei weit weniger Pulsenergie, sehr niedrigem SNR und geringer Statistik.

### 3.2.5 Prüfstand

Der in KAPITEL 3.2.4.2 beschriebene Versuchsaufbau zur Raman/Rayleigh-Streuung ist in einen komplexen Versuchsstand integriert. Neben der reinen Messtechnik gewährleisten weitere Systeme die adäquate Durchführung der Messungen. Insbesondere müssen während einer gesamten Serie, bestehend aus verschiedenen Kalibrations- und Referenzmessungen sowie der Messung des eigentlichen Untersuchungsobjektes, kritische Versuchsparameter überwacht und ggf. korrigiert werden, um eine systematische Drift der Gesamtapparatur zu verhindern. Zweck und Funktionsweise der wichtigsten Komponenten werden im Folgenden in ihrem Zusammenspiel dargestellt.

#### 3.2.5.1 Laser und Strahlfallen

Die vier Nd:YAG-Laser (Quanta-Ray) dienen als Anregungsquelle für die Raman/Rayleigh-Streuung. Über die Unterbrechung der *Quality-Switch-Trigger* kann die Emission einzelner Laser unterbrochen werden (z.B. zu Justage-Zwecken), ohne selbige komplett ausschalten zu müssen. Diese bleiben somit nahe dem thermischen Betriebszustand und erreichen diesen nach Aufhebung der Unterbrechung schon nach wenigen Sekunden erneut. Ebenso kann der

Laserstrahl durch mechanische Strahlfallen vor den Lasern und innerhalb der Verzögerungsstrecken blockiert werden.

#### 3.2.5.2 Kameras

Die zwei thermo-elektrisch gekühlten CCD-Kameras erfassen die Raman- und Rayleigh-Signale. Die Benutzerschnittstelle basiert auf dem *Scientific Imaging ToolKit* (SITK, Rcubed) unter der grafischen Programmiersprache *LabVIEW* (National Instruments). Neben der Steuerung der Kameras und dem Auslesen und Speichern der digitalisierten Daten erlaubt die Benutzeroberfläche eine augenblickliche Analyse und grafische Darstellung der Messdaten und Versuchsparameter (wie etwa Rayleigh-Temperatur, Stoffmengenanteile der Hauptspezies, Signalstärke, Strahlposition und -weite) und liefert somit wichtige Informationen zur Optimierung und zum stabilen Betrieb des Prüfstandes. Alle wichtigen Versuchsparameter werden für die spätere Auswertung elektronisch protokolliert.

#### 3.2.5.3 Strahlagenkontrolle und -korrektur

Ein flächiger Lagesensor (*Beam Monitor*, DataRay) dient der Positionskontrolle der Pulse der unterschiedlichen Laser und Verzögerungsstrecken. Mithilfe von Piezo-Motoren (NewFocus), integriert in die Optikhalter, kann die Strahlage untereinander und bezüglich der Detektionsoptiken korrigiert werden. Die Ansteuerung und Verwaltung der Piezo-Motoren erfolgt über ein TCP-IP-Protokoll unter *LabVIEW*.

#### 3.2.5.4 Energiereferenz

Die Einzelschussenergie der Laser wird mit einem vorverstärkten pyroelektrischen Messkopf (Coherent) gemessen und dient der Normalisierung des Rayleigh-Signals. Die Digitalisierung erfolgt mit einer Analog-Digital-Wandlerkarte (National Instruments), die mit *LabVIEW* ausgelesen wird. Einzelschuss-Signale und gemittelte Schussenergien werden gespeichert und zur laufenden Kontrolle bzw. Maximierung der Laserenergie visualisiert.

#### 3.2.5.5 Umgebungstemperaturen und Luftdruck

Zur Kalibration mittels isothermer Gase (vgl. [KAPITEL 3.2.4.3](#)) müssen deren Temperatur und Druck bekannt sein. In der Zuströmung wird die Temperatur deshalb mit Pt100-Temperaturfühlern (Newport Omega) erfasst, ebenso wie die Temperatur des den Brenner einhüllenden Luftstroms (*Coflow*) und des achromatischen Linsensystems. Der Druck wird mit einem barometrischen Drucksensor (Sensortekhnics) gemessen. Die Messdaten werden mit einem Multifunktionsdatenerfassungsgerät (National Instruments) erfasst und via TCP-IP-Protokoll an den entsprechenden Computer übermittelt, wo sie angezeigt und protokolliert werden.

### 3.2.5.6 Referenzobjekte, Kalibrierbrenner und Massendurchflussregelung

Zur Kalibration und Verifikation der Messtechnik kommen verschiedene Referenzobjekte und -flammen sowie isotherme Gase zum Einsatz.

Eine Lochmaske (Lochabstände von 250 bzw. 500  $\mu\text{m}$ ) dient der Zuordnung der Pixel der Kameras im physikalischen Raum. Hieraus werden die räumlich korrespondierenden Bereiche zwischen Raman- und Rayleigh-Messvolumina im Referenz-Koordinatensystem bestimmt.

Ein quasi-adiabater Matrix-Brenner [129] dient der Generierung verschiedener Flachflammen und kann oberhalb des stratifizierten Brenners platziert werden. Verschiedene Adapter, u.a. mit Morel-Kontur [130], ermöglichen die Stabilisierung verschiedener laminarer *Jet*-Flammen oder das laminare Ausströmen isothermer Referenzgase direkt aus der Düse des stratifizierten Brenners.

Die Ansteuerung der elektronischen Massendurchflussregler (Bronkhorst High-Tech) erfolgt entweder analog über eine nachverstärkte Steuerspannung oder digital via *Dynamic-Data-Exchange*-Server (Bronkhorst High-Tech). Eine Benutzerschnittstelle unter *LabVIEW* kombiniert die Ansteuerung mit einer brennerspezifischen Geometriemaske zur Berechnung einzelner Gasströme aus globalen Größen wie etwa der *Bulk*-Geschwindigkeit und dem Äquivalenzverhältnis. Die komplette Instrumentierung erlaubt somit ein schnelles Umschalten zwischen den verschiedenen Brennern bzw. Flammen.

### 3.2.5.7 Brenner-Positioniersystem

Brenner und *Coflow* sind auf einem 3-achsigen Positioniersystem, einer sog. Traversierung, platziert, um diese im ortsfesten System der Messtechnik zu verfahren. Die Tangentialrichtung ist mit einer einfachen handgesteuerten Linearachse (IAI) ausgeführt und dient lediglich zur anfänglichen Ausrichtung der Brenner am Koordinatensystem der Detektionseinheiten. Diese wird während einer Messung nicht verändert. Radial- und Axialrichtung hingegen dienen der Positionierung während der Messung und sind mit einer speicherprogrammierbaren Steuerung (SPS, Jetter) motorisiert. Die Ansteuerung erfolgt computergesteuert über einen *Object-Linking-and-Embedding-for-Process-Control* (OPC)-Server (Jetter), über den *LabVIEW* als OPC-Client mit der SPS kommuniziert. Eine *LabVIEW*-basierte Benutzeroberfläche ermöglicht die relative, absolute oder vorprogrammierte Verfahrung und protokolliert gleichzeitig alle angefahrenen Positionen. Gleichzeitig wird die an den *Master*-Computer rückgemeldete Position zur Generierung eindeutiger Dateinamen verwendet.

### 3.2.5.8 Einhausung und thermische Abschirmung

Um die Wärmestrahlung der Flammen sowie Umgebungslicht und diffuse Streustrahlung der Laser abzuschirmen, sind sowohl der Laserstrahl als auch die Detektionsoptiken und Kame-

ras mit teils doppelwandigen Einhausungen versehen. Das achromatische Linsensystem wird durch ein luftgekühltes infrarotundurchlässiges Hitzeschutzglas (Schott) geschützt.

### 3.2.5.9 Synchronisation

Die zeitliche Synchronisation aller datenerfassenden Geräte (Kameras und Energiereferenz) sowie der verschiedenen *Shutter* und Laser erfolgt über externe *Trigger*-Impulse. Als Zeitgeber agiert der schnelle mechanische Verschluss am Eintritt des Spektrometers, der aufgrund seines äußerst exakten Zyklus bereits vor dem Öffnungszeitpunkt das Synchronisationssignal ausgibt. Dieses wird in einer Elektronik auf mehrere unabhängig voneinander verzögerbare Pulse aufgeteilt, die an die externen Synchronisationsanschlüsse der Geräte weitergeleitet werden. Eine sog. *Notscan*-Logik gewährleistet, dass der Impuls zur Datenakquisition nur dann ausgegeben wird, wenn alle Systeme bereit sind. Andernfalls würde jedes System mit seiner eigenen maximalen Rate Daten erfassen und eine Schuss-zu-Schuss-Synchronisation wäre nicht länger gegeben. Die maximale Akquisitionsfrequenz liegt, limitiert durch die maximale Schussrate der Laser, bei 10 Hz. Aufgrund der Auslesedauer der CCD-Kameras kann nur jeder zweite *Trigger*-Impuls genutzt werden, sodass eine Datenerfassung mit lediglich 5 Hz möglich ist. [ABBILDUNG 3.24](#) verdeutlicht das *Trigger*- und *Notscan*-Schema.

### 3.2.5.10 Computer-Kommunikation und Online-Statistik

Zum Zwecke der erleichterten und schnelleren Bedienbarkeit sowie der zentralen Speicherung und Darstellung von Messdaten kommunizieren die einzelnen Computer untereinander. Der Datenaustausch findet dabei mithilfe der *Shared Variable Engine* von *LabVIEW* über sog. Netzwerk-Variablen statt. Ein Computer mit zentraler Benutzerschnittstelle (*Master*) veröffentlicht Akquisitionsparameter wie etwa die Anzahl aufzunehmender Daten und den jeweiligen Dateinamen im Netzwerk und gibt das Kommando zum Start einer Messung. Die Satelliten-Computer (*Slave*) ihrerseits übermitteln Statusmeldungen und ausgewählte Messdaten zurück an den *Master*-Computer, wo sie protokolliert und visualisiert werden. Die Position des Brenners wird automatisch zur Generierung eindeutiger Dateinamen verwendet. Gleichzeitig werden hier Sicherungskopien der Rohdaten der *Slave*-Computer erstellt. Durch diese *Master-Slave*-Architektur wird das Experiment mit einer einzigen Schnittstelle gesteuert und die wichtigsten Statusinformationen und *Online*-Messdaten werden zentral angezeigt. Es bleibt anzumerken, dass die *Online*-Auswertung lediglich zur Orientierung beim Vermessen unbekannter Flammen dient und in keiner Weise die nachträgliche Auswertung ersetzt.

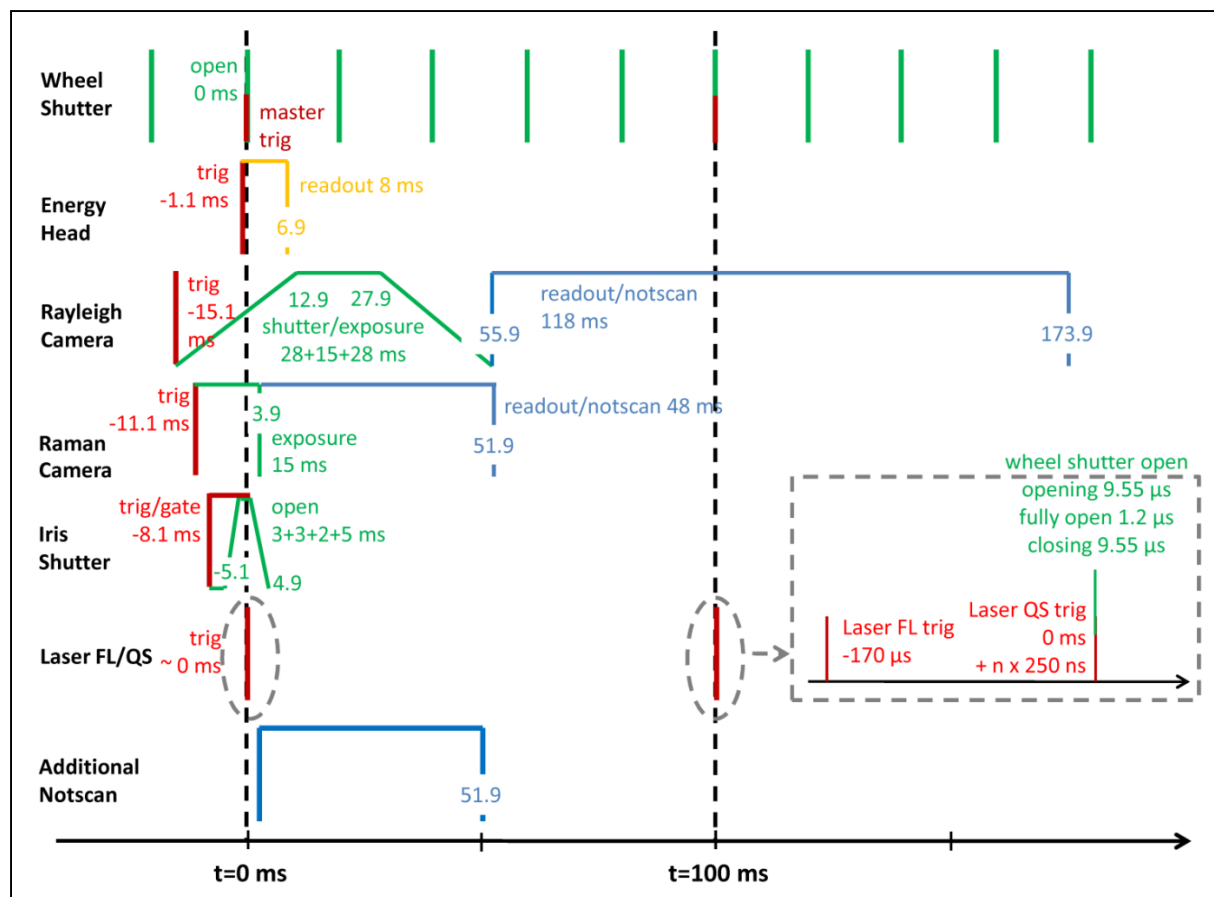


ABBILDUNG 3.24 – Zeitliches *Trigger*- und *Notscan*-Schema. Ein kompletter Akquisitionszyklus dauert 200 ms. Der mit 50 Hz operierende schnelle mechanische Schließer (*Wheel Shutter*) ist gleichzeitig der Taktgeber. Die Elektronik reduziert die Frequenz der *Trigger*-Pulse auf 10 Hz. Einige ms vor der Belichtung empfangen die beiden Kameras, der Energiemesskopf (*Energy Head*) und der Iris-Schließer (*Iris Shutter*) das Signal zur Aufnahme. Die vier Laser pulsen sequentiell während der schnelle Verschluss gänzlich geöffnet ist. *Notscan*-Signale blockieren während des Auslesevorgangs der Kameras weitere *Trigger*-Signale.

**TABELLE 3.5** resümiert sämtliche in den vorangegangenen Kapiteln dargestellten systematischen und statistischen Fehler sowie die grundlegenden Charakteristika der einzelnen Mess-techniken und durchgeführten Experimente.

TABELLE 3.5 – Übersicht über die Charakteristika und experimentelle Fehler der eingesetzten Messtechniken und durchgeführten Experimente. Die Fehler beziehen sich auf ein 90 % Konfidenzintervall und sind typische Werte, die unter der deutlichen Mehrheit der Konditionen erreichbar sind. %-Werte sind auf typische Erwartungs- / Sollwerte bezogene Fehler. Maximale Fehler stellen realistische Fehlerschranken dar. M: Mittelwert, SD: Standardabweichung, <: vernachlässigbar, r: radial, a: axial, t: tangential im Koordinatensystem der Strömung, ↑: tendenzielle Überschätzung, ↓: tendenzielle Unterschätzung. Es werden die SI-Dezimalpräfixe k für 1000, M für Millionen und m für 1/1000 verwendet.

Brenner-Geometrie & Steuerung	axiale Rohr-Staffelung	Spaltweite		Flammenhalter-Zentrierung		Bulk-Geschwindigkeit	Äquivalenzverhältnis	
		Spalt 1	Spalt 2		Einfluss auf Max. d. Axial-Geschw.			
	Genauigkeit	±0.1 mm (±2 %)	±0.65 mm (±3 %)	±0.2 mm (±1 %)	±1 mm	±10 % bei $\varnothing 2$ < sonst	±2.5 % max. ±5 %	±0.02 max. ±0.04
Präzision Wiederholgenauigkeit	±0.2 %						<	
Laser-Doppler-Anemometrie		Axial-Geschwindigkeiten		Radial-Geschwindigkeiten		Integrale Zeitmaße		
		M	SD	M	SD			
	Genauigkeit	<	0...+0.4 m/s (typ. 0...+2 %)	<	<	0...+15 %		
	Präzision	±1 %	±2 % (max. ±4 %)	±1 %	±2 % (max. ±4 %)	<		
	Statistik	1k...5k: 10 % d. Messpunkte 5k...20k: 90 % d. Messpunkte					10M	
	räuml. Auflösung (r,a,t)	320 x 100 x 100 $\mu\text{m}^3$						
Particle Image Velocimetry		Axial-/Radial-Geschwindigkeiten		Integrale Längenmaße		Integrale Zeitmaße		
		M	SD					
	Genauigkeit	<	±0.3 %	-30...+30 % (?)		-30 % (?)		
	Präzision	-30...0 %	±6 %			±1 %		
	Statistik	4k					230k	
	räuml. Auflösung (r,a,t)	1300 x 1300 x 500 $\mu\text{m}^3$						



## 4 EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE

*... von den Resultaten der Geschwindigkeits- und Skalarmessungen an parametrisch variierten Konfigurationen, der Bedeutung umfassender Messtechniken zum Verständnis der physikalisch-chemischen Phänomene und den Auswirkungen von Stratifizierungseffekten auf die Verbrennung.*

### 4.1 Vergleich der Konfigurationen

#### 4.1.1 Einordnung im Regime-Diagramm

Im Regime-Diagramm der turbulenten Verbrennung nach Borghi und Peters (vgl. [KAPITEL 2.3.1](#)) sind die untersuchten Konfigurationen im Bereich der dünnen Reaktionszonen anzutreffen, mit Überlappung in die Bereiche der gefalteten bzw. aufgebrochenen Flammenfronten (vgl. [ABBILDUNG 4.1](#)).

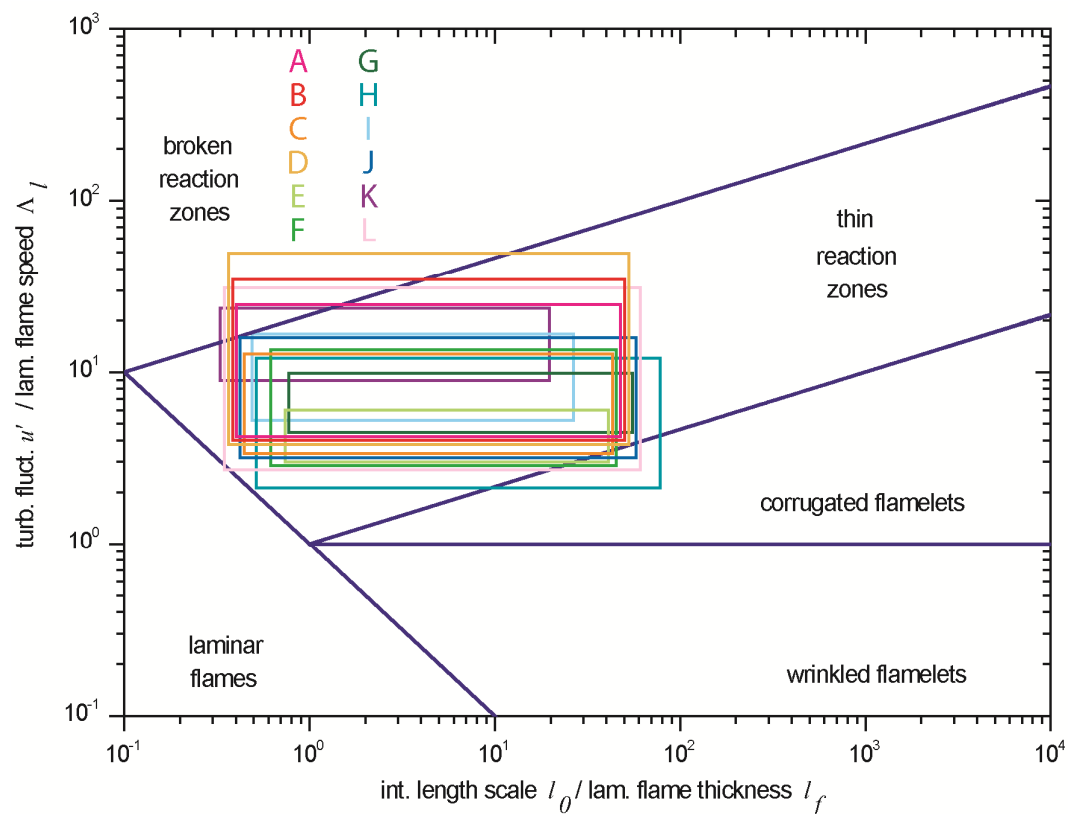


ABBILDUNG 4.1 – Untersuchte Konfigurationen im Regime-Diagramm nach Borghi und Peters. Je nach Position in der Flamme sind die Konfigurationen im Bereich der dünnen Reaktionszonen (*Thin Reaction Zones*) anzutreffen, mit Überlappung in die Bereiche der gewellten Flammenfronten (*Corrugated Flamelets*) und aufgebrochenen Reaktionszonen (*Broken Reaction Zones*).



Es sind somit teils starke Turbulenz-Chemie-Interaktionen zu erwarten. Die (bezüglich der Reaktionsfront unkorrelierten) Fluktuationen der Geschwindigkeiten  $u'$  (extrahiert aus den Geschwindigkeitsmessungen) reichen von 1 m/s in den zentralen Ringspaltströmungen bis, abhängig von der Austrittsgeschwindigkeit, 7.5 m/s in den Scherzonen. Die laminaren Brenngeschwindigkeiten  $\Lambda_l$ , in dieser Betrachtung begrenzt durch die Äquivalenzverhältnisse des ersten bzw. zweiten Ringspaltes, variieren zwischen 0.15 und 0.4 m/s bei den CH<sub>4</sub>-Konfigurationen [124] sowie zwischen 0.2 und 0.6 m/s bei den C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>-Flammen [131]. Die integralen Längenmaße  $l_0$  werden unter den einzelnen Konfigurationen als ähnlich angesehen und bewegen sich zwischen 1 und 10 mm. Zu den laminaren Flammendicken  $l_f$  existieren unterschiedliche abweichende Angaben (vgl. in [124]), sodass Werte zwischen 0.2 und 2.5 mm zugrunde gelegt werden.

#### 4.1.2 Integrale Zeitmaße

TABELLE 4.1 enthält die mit Laser-Doppler-Anemometrie gemessenen integralen Zeitmaße ausgewählter Konfigurationen. Die gewonnenen Daten dienen zunächst einer Charakterisierung der Strömung im Kontext der Modellvalidierung. Ein quantitativer Vergleich innerhalb einzelner und zwischen verschiedenen Konfigurationen gestaltet sich schwierig, da aufgrund der von einem einfachen Freistrahle abweichenden Geometrie und der Verbrennung sinnvolle Vergleichspositionen nicht ohne weiteres definierbar sind. Werden die radialen Positionen mit lokal maximaler turbulenter kinetischer Energie (TKE, lokalisiert im Scherungsbereich zwischen Ringspalt 2 und *Coflow*) miteinander verglichen, so ist eine Erhöhung der integralen Zeitmaße mit zunehmendem axialem Abstand zur Düse zu beobachten, wie es für Freistrahlen zu erwarten ist (vgl. ABBILDUNG 4.2). Diese Beobachtung gilt für alle hier untersuchten Konfigurationen.

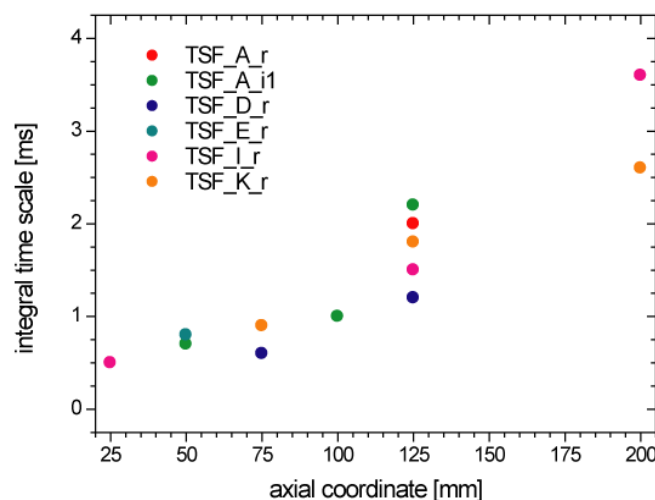


ABBILDUNG 4.2 – Integrale Zeitmaße (*Integral Time Scale*) in Abhängigkeit des Abstandes zur Brennerdüse für ausgewählte Konfigurationen beim radialen Maximum der TKE.

TABELLE 4.1 – Integrale Zeitmaße ausgewählter Konfigurationen an charakteristischen Positionen in der Strömung bzw. Flamme (TKE: turbulente kinetische Energie, Koordinaten bez. des Pilotaustritts).

Konfiguration	axiale Pos. [mm]	radiale Pos. [mm]	ungefähre charakt. Position	integrales Zeitmaß [ms]
TSF_A_r	75	30	sichtbarer Flammenrand	0.4
		39	Maximum der Radialgeschwindigkeit	1.1
	125	58	Maximum der TKE	2.0
	200	0	Mittelachse	3.9
TSF_A_i1	-9	28	Maximum der Radialgeschwindigkeit	3.7
		23	Maximum der Axialgeschwindigkeit	0.9
		9	Maximum der TKE	0.8
		12	Maximum der Axialgeschwindigkeit	1.5
		24	Maximum der Axialgeschwindigkeit	1.3
		29	Maximum der TKE	0.4
	50	0	Mittelachse	1.5
		28	Maximum der TKE	0.7
		0	Mittelachse	1.2
	75	30	Maximum der TKE	0.9
		0	Mittelachse	1.6
		12	Maximum der Axialgeschwindigkeit	1.0
	100	24	Maximum der Axialgeschwindigkeit	0.9
		30	Maximum der TKE	1.0
		0	Mittelachse	1.8
	125	36	Maximum der TKE	2.2
		39	Maximum der TKE	0.6
	125	48	Maximum der TKE	1.2
TSF_D_r	50	24	Maximum der TKE	0.8
TSF_I_r	25	18	Maximum der TKE	0.5
	75	36	Maximum der TKE	0.9
	125	52	Maximum der TKE	1.5
	200	60	Maximum der TKE	3.6
TSF_K_r	75	24	sichtbarer Flammenrand	1.1
		32	Maximum der TKE	0.9
	125	35	sichtbarer Flammenrand	1.3
		40	Maximum der TKE	1.8
	200	60	Maximum der TKE	2.6

#### 4.1.3 Parametervariationen

In diesem Abschnitt werden ausgewählte Konfigurationen anhand radialer Profile der Geschwindigkeiten und der turbulenten kinetischen Energie miteinander verglichen und die Effekte verschiedener Parametervariationen diskutiert. Die vollständigen Ergebnisse der Geschwindigkeitsmessungen jeder einzelnen Konfiguration finden sich in [ANHANG a](#).

#### 4.1.3.1 Einfluss der Verbrennung

ABBILDUNG 4.3 verdeutlicht den Einfluss der Verbrennung auf das Strömungsfeld. Während bei der Konfiguration TSF\_A\_r aus beiden Ringspalten Brennstoff ausströmt (mit jeweils 10 m/s *Bulk*-Geschwindigkeit und einem Äquivalenzverhältnis von 0.9 im inneren bzw. 0.6 im äußeren), brennt bei Konfiguration TSF\_A\_i1 lediglich der Pilot und aus den Ringspalten tritt Luft aus.

Im düsen nahen Bereich (bei einem axialen Abstand von 50 mm) reflektiert sich die dreigeteilte Geometrie der Düse deutlich im Profil der Axialgeschwindigkeiten. Jedem Strom kann ein lokales Maximum im Profil zugeordnet werden. Aufgrund des radialen Impulsaustausches verwischt diese Struktur für größere Abstände zur Düse mehr und mehr. Im isothermen Fall wandern diese Maxima nur unwesentlich nach außen und das gesamte Strömungsprofil weitet sich lediglich geringfügig auf. Dies ist auch an den niedrigen, von der Brennerachse abgewandten Radialgeschwindigkeiten zu erkennen.

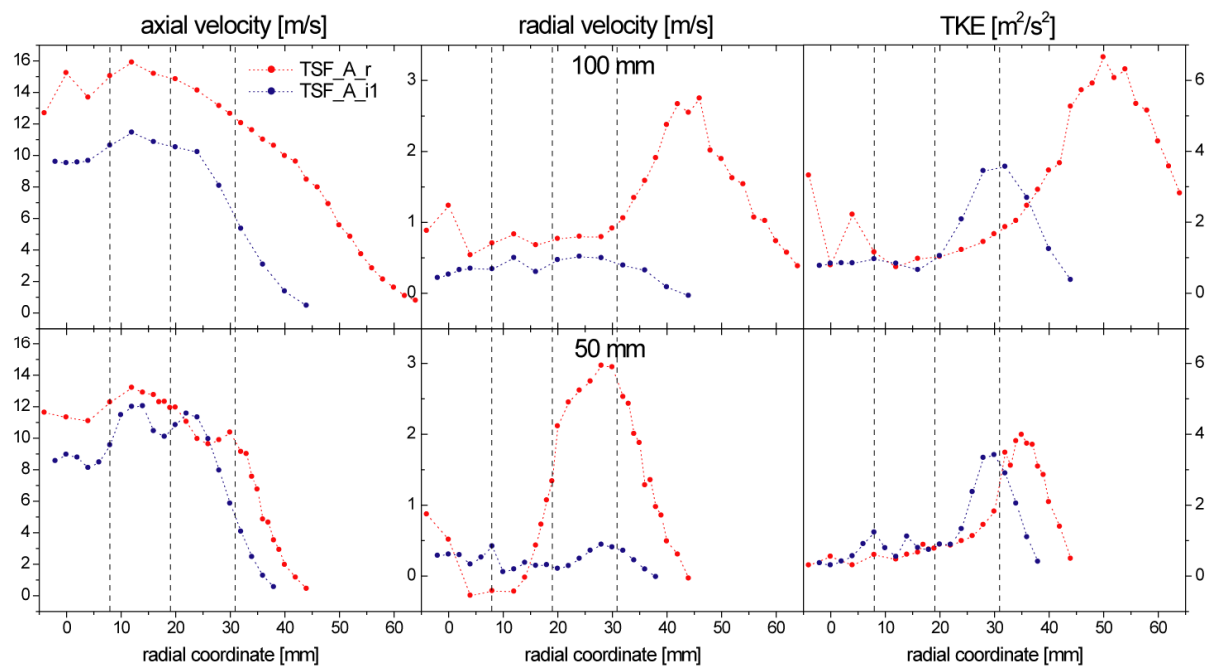


ABBILDUNG 4.3 – Vergleich der isothermen Konfiguration TSF\_A\_i1 (blau) mit der reagierenden Konfiguration \_r (rot) anhand radialer Profile der Axial-, der Radialgeschwindigkeit und der turbulenten kinetischen Energie (TKE) in unterschiedlichen axialen Abständen zur Brennerdüse. Die gestrichelten Linien deuten die Lage der Rohrwände des Brenners an. Die einzelnen Messpunkte sind zur besseren Erkennbarkeit gestrichelt verbunden. Leichte Asymmetrien im Bereich des Piloten sind auf die delicate Zentrierung des Flammenhalters zurückzuführen.

Anders im reagierenden Fall: durch die thermische Expansion kommt es sowohl zu einer axialen als auch radialen Beschleunigung der Fluidelemente und einer starken Aufweitung des Axialgeschwindigkeitsprofils und des TKE-Profiles. Axial- sowie Radialgeschwindigkeiten steigen um etwa 3 m/s im Vergleich zur isothermen Strömung an. Die radiale Lage der Maxima der Radialgeschwindigkeit entspricht dabei einer Position, die etwa 10 mm außerhalb der

mittleren Flammenfront-Position (vgl. [ABBILDUNG 4.14](#)) liegt. Die TKE ist am höchsten im Bereich maximaler Scherung zwischen der Strömung aus Ringspalt 2 und dem *Coflow*. Bei einem Düsenabstand von 50 mm hat die Reaktion noch keinen nennenswerten Einfluss auf den Wert der TKE, für größere Abstände trägt sie aber offensichtlich signifikant zur Turbulenzproduktion oder Intermittenz bei.

#### 4.1.3.2 Einfluss der Austrittsgeschwindigkeit

Bei Konfiguration TSF\_B\_r sind die *Bulk*-Geschwindigkeiten aller drei Ströme um das 1.5-fache im Vergleich zur Konfiguration TSF\_A\_r erhöht. Die unverbrannte mittlere Austrittsgeschwindigkeit der Ringspalte beträgt 15 m/s anstelle von 10 m/s und die geometrischen Reynolds-Zahlen sind von etwa 13 000 auf 20 000 erhöht.

Bereits die Flammenfotos (vgl. [ABBILDUNG 4.4](#)) und die daraus visuell abgeleiteten Flammenlängen (vgl. [TABELLE 3.1](#)) zeigen, dass Flamme B deutlich gestreckter (150 mm) und weniger aufgeweitet ist als Flamme A (120 mm). Dies ist auf die gesteigerte Axialgeschwindigkeit bei gleichzeitig nicht im gleichen Maße erhöhter Radialgeschwindigkeit und turbulenter Brenngeschwindigkeit zurückzuführen, wie anhand der Profile in [ABBILDUNG 4.5](#) im Folgenden verdeutlicht wird. Die Radialprofile der Geschwindigkeitskomponenten und der TKE sind bei TSF\_B\_r deutlich weniger zu größeren Radii verschoben, was die schlankere Gestalt der Flamme widerspiegelt. Die Axialgeschwindigkeiten skalieren ungefähr mit den gesteigerten Austrittsgeschwindigkeiten, weisen aber eine den Profilen von TSF\_A\_r sehr ähnliche Form auf. Die Unterschiede zwischen beiden Flammen werden erst anhand der Profile der Radialgeschwindigkeit deutlich, welche die Wärmefreisetzung widerspiegeln.

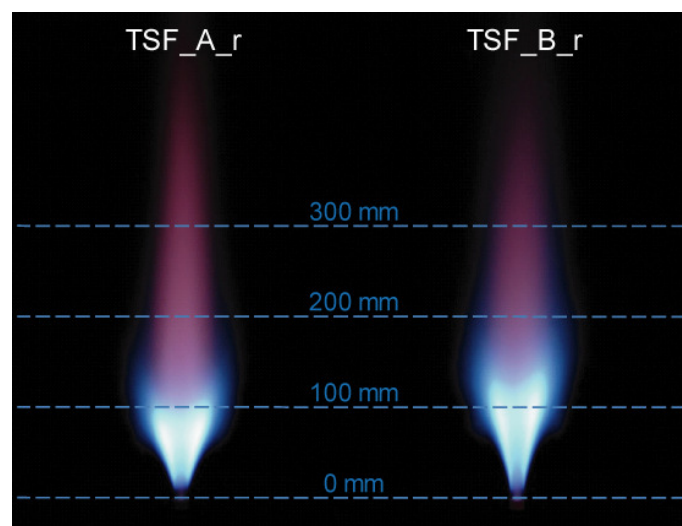


ABBILDUNG 4.4 – Fotografien der Flammen TSF\_A\_r und \_B\_r mit unterschiedlichen Austrittsgeschwindigkeiten.

Während Flamme A bei einem Düsenabstand von 50 mm bereits bis in den Bereich der Strömung des zweiten Ringspaltes durchgebrannt ist (zu erkennen am Maximum der Radialgeschwindigkeit bei etwa 30 mm radial und der niedrigeren Schulter bei 20 mm), findet die Wärmefreisetzung der Flamme B noch im Bereich des ersten Ringspaltes statt (zu erkennen am Maximum bei etwa 20 mm und dem niedrigeren zweiten Maximum bei knapp 30 mm).

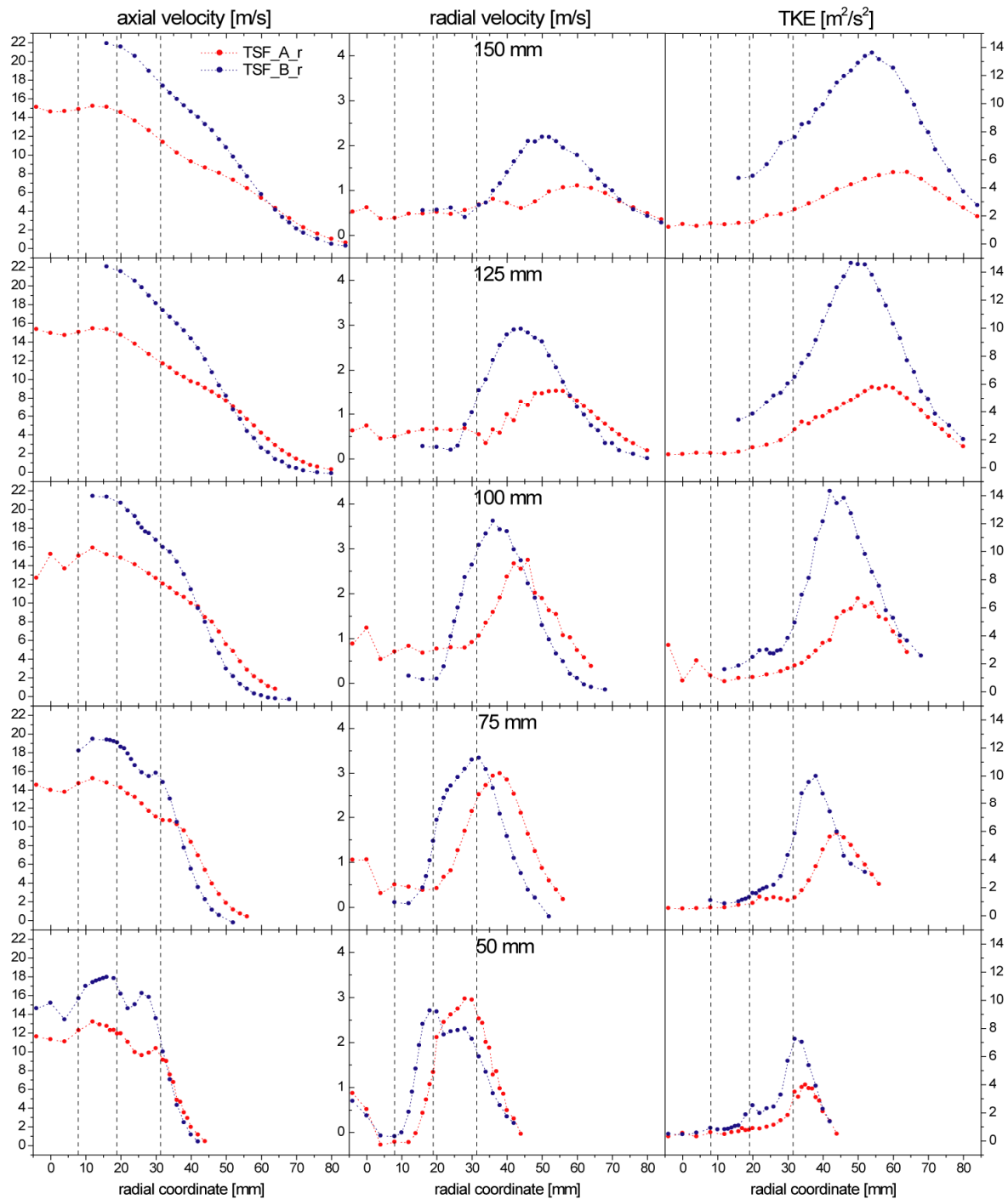


ABBILDUNG 4.5 – Vergleich der Konfigurationen TSF\_A\_r (rot) und \_B\_r (blau). Bei zweiter sind die *Bulk*-Geschwindigkeiten aller drei Ströme um das 1.5-fache erhöht.

Erst bei einem Düsenabstand von 75 mm ist die Flamme vergleichbar weit durchgebrannt und weist ein Profil ähnlich dem bei 50 mm der Flamme A auf. Diese ist bei etwa 125 mm nahezu vollständig ausgebrannt und die Radialgeschwindigkeiten fallen auf sehr kleine Werte zurück, während Flamme B auch bei 150 mm noch eine moderate Wärmefreisetzung aufweist. Global gesehen steigen die Radialgeschwindigkeiten bei TSF\_A\_r auf maximale Werte um 3 m/s an. Bei TSF\_B\_r werden Werte von fast 4 m/s erreicht, was auf eine erhöhte Wärmefreisetzung pro Einheitsvolumen hindeutet. Für Düsenabstände ab 100 mm koinzidieren diese Maxima mit denen der TKE, was auf eine klare Abhängigkeit der turbulenten Brenngeschwindigkeit vom Turbulenzgrad schließen lässt. Die TKE ist bei Flamme B deutlich höher und skaliert erwartungsgemäß etwa mit dem Quadrat der Austrittsgeschwindigkeit. Die Erhöhung der turbulenten Brenngeschwindigkeit kompensiert allerdings nicht die gesteigerten Austrittsgeschwindigkeiten, sodass der Ausbrand bei Flamme B erst bei größeren axialen Düsenabständen erfolgt ist.

#### 4.1.3.3 Einfluss der Stratifizierung

Der Einfluss einer Variation der Stratifizierung wird anhand der Konfigurationen TSF\_A\_r, TSF\_F\_r und TSF\_G\_r untersucht. Bei allen Konfigurationen beträgt das Äquivalenzverhältnis 0.9 im inneren Ringspalt. Im äußeren variiert es von 0.6 bei A, über 0.75 bei F bis zu 0.9 bei G. Letztere Konfiguration stellt somit eine homogen vorgemischte Flamme mit geteilter koaxialer Einströmung dar.

Visuell unterscheiden sich die Flammen hauptsächlich im Randbereich mit variierendem Äquivalenzverhältnis, während der achsennahe Bereich sehr ähnlich erscheint (vgl. [ABBILDUNG 4.6](#)).

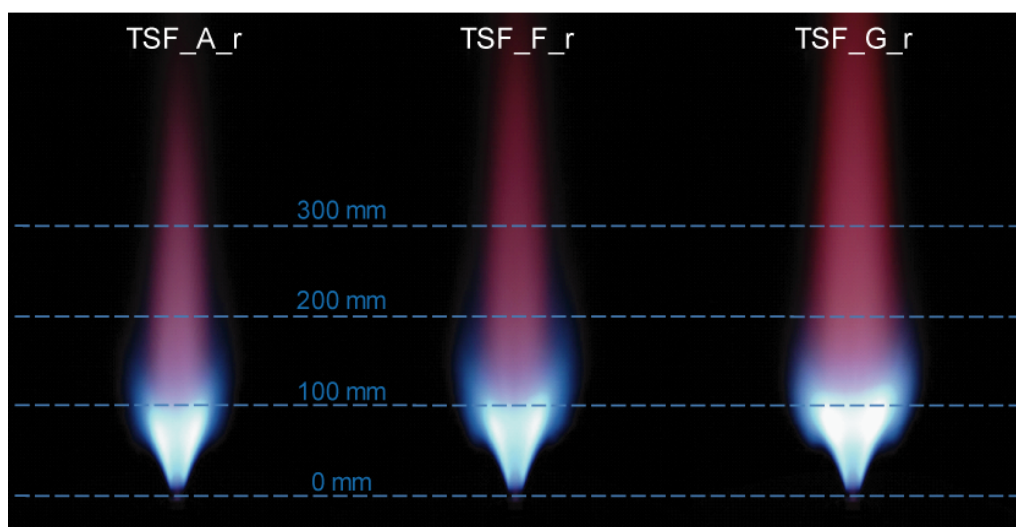


Abbildung 4.6 - Fotografien der Flammen TSF\_A\_r, \_F\_r und \_G\_r mit unterschiedlicher Stratifizierung.

Der Brennstoff mit Ursprung im äußeren Ringspalt brennt in Folge der höheren laminaren Brenngeschwindigkeit für die Flammen mit höherem Äquivalenzverhältnis erwartungsgemäß schneller durch und erzeugt die abrupte Verbreiterung der Flammen ab einer Höhe über der Düse von etwa 50 mm. Die brennstoffreicheren Flammen sind aufgrund der erhöhten Wärmefreisetzung und thermischen Expansion in radialer Richtung etwas voluminöser, während die Flammenlängen aufgrund der gestiegenen Brenngeschwindigkeit nahezu konstant bleiben. In Konsistenz zu diesen Beobachtungen unterscheiden sich die Geschwindigkeitsprofile (vgl. [ABBILDUNG 4.7](#)) erst ab einer Höhe von 75 mm deutlich, wenn die Flammen die Ringspaltströmung des zweiten Ringes erreichen.

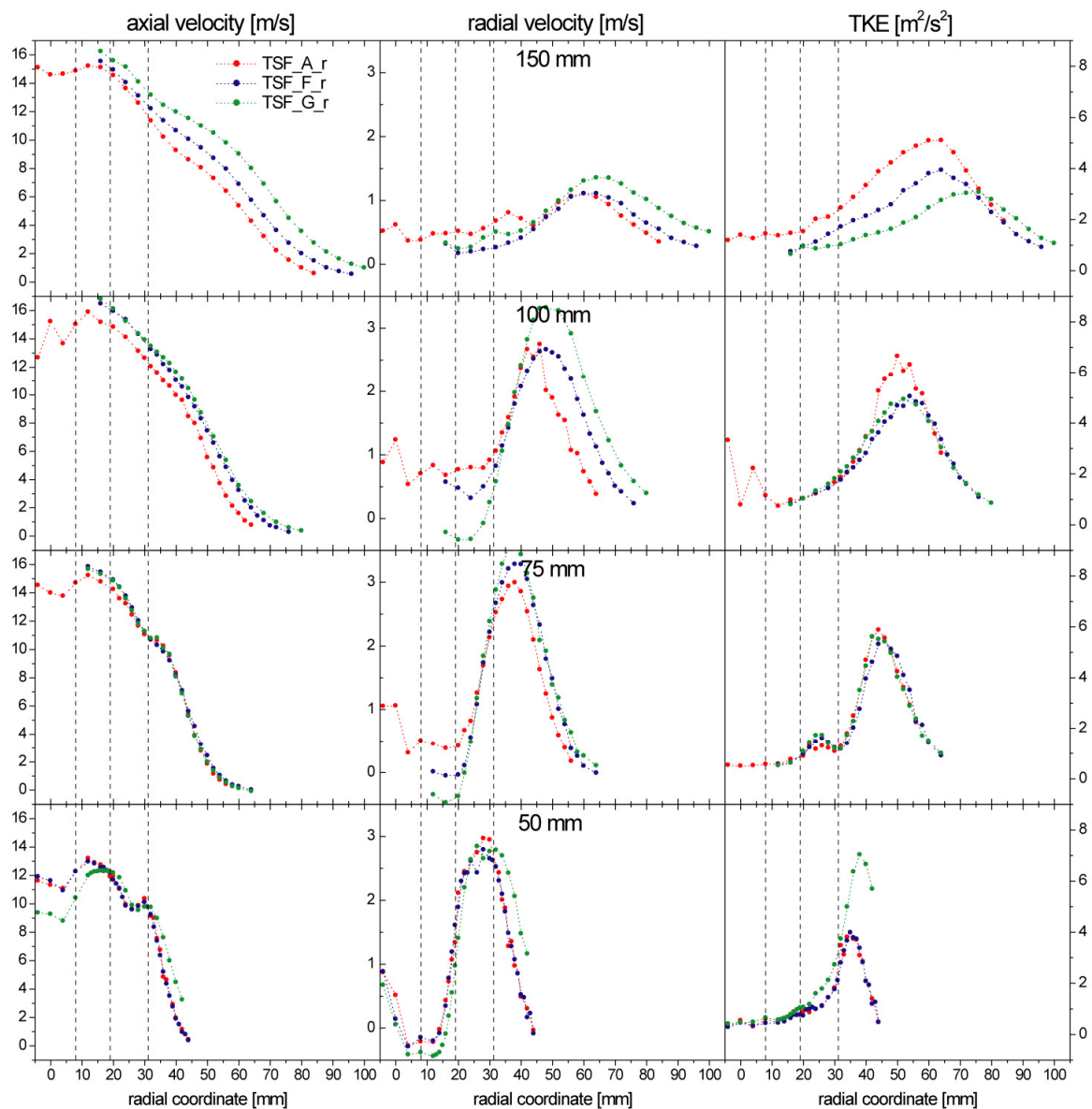


ABBILDUNG 4.7 – Vergleich der unterschiedlich stratifizierten Konfigurationen TSF\_A\_r (rot), \_F\_r (blau) und \_G\_r (grün). Bei allen Konfigurationen beträgt das Äquivalenzverhältnis 0.9 im inneren Ringspalt und variiert im äußeren von 0.6 bei A, über 0.75 bei F bis zu 0.9 bei G.



Die Radialgeschwindigkeiten werden nahe der Mittelachse sogar negativ, da durch die verstärkte Expansion im lateralen Bereich der Strömung Gase nach innen gedrückt werden. Die TKE ist für die weniger mageren Konfigurationen in der Ausbrandzone bei 150 mm geringer. Dies kann durch die verstärkte Dämpfung der Turbulenz in Folge der höheren Viskosität der Abgase bei höheren Verbrennungstemperaturen erklärt werden. Die deutlich erhöhte TKE der Flamme G bei einem Düsenabstand von 50 mm ist dagegen auf die Intermittenz der Flammenfronten in axialer Richtung zurückzuführen. Dies wird auch durch die von Normalverteilungen abweichenden PDFs von Axial- und Radialgeschwindigkeiten (nicht gezeigt) untermauert. Im Randbereich der Strömung, wo die mittlere Axialgeschwindigkeit bereits auf sehr niedrige Werte abfällt, kann die erhöhte Brenngeschwindigkeit mit der Anströmgeschwindigkeit konkurrieren und Flammenfronten stromauf brennen. Insofern stellt gerade diese Konfiguration einen interessanten *Benchmark*-Fall für Verbrennungsmodelle dar, da Brenngeschwindigkeit, Mischvorgänge und turbulente intermittierende Strömung in enger Wechselwirkung miteinander stehen.

#### 4.1.3.4 Einfluss der Scherung

Die Konfigurationen TSF\_A\_r, TSF\_C\_r sowie TSF\_D\_r weisen bei gleicher Stratifizierung (Äquivalenzverhältnisse von 0.9 im inneren bzw. 0.6 im äußeren Ringspalt) unterschiedliche Scherungen zwischen den einzelnen Strömen auf. Dies wird durch variierte *Bulk*-Geschwindigkeiten im äußeren Ringspalt von 10 (A), 5 (C) bzw. 20 m/s (D) realisiert. Im inneren Ringspalt hingegen wird die Geschwindigkeit bei 10 m/s konstant gehalten, sodass bei Flamme A eine minimierte Scherung zwischen den Ringspaltströmungen, bei den Flammen C und D eine im Vergleich erhöhte Scherung auftritt. Richtung *Coflow* ist die Scherung für Konfiguration C hingegen am geringsten und für D am höchsten.

Anhand der Flammenfotografien (vgl. [ABBILDUNG 4.8](#)) lassen sich bereits die auffälligsten Unterschiede aufzeigen, die durch die Profile der Geschwindigkeiten und der TKE (vgl. [ABBILDUNG 4.9](#)) bestätigt werden. Die Halbierung der *Bulk*-Geschwindigkeit bei Flamme C im Vergleich zu Flamme A wirkt sich fast ausschließlich auf die äußere Strömung aus. Etwa im gleichen Abstand von 50 mm zur Düse beginnt der Brennstoff des zweiten Ringspalttes zu brennen (zu erkennen am blass-blauen Bereich, der die hell-blaue Flamme des inneren Ringspalttes umgibt), der Ausbrand ist allerdings schon bei spätestens 150 mm abgeschlossen, während er bei Flamme A bis etwa 200 mm dauert. Entsprechend unterscheiden sich die Profile der Axialgeschwindigkeit, die vor allem bei Radii zwischen 30 und 60 mm voneinander differieren. Die Radialgeschwindigkeiten, Indikatoren für den Umsatz und die Wärmefreisetzung, unterscheiden sich bis zu einer Höhe von 75 mm kaum, fallen dann bei TSF\_C\_r bei 100 mm auf Werte um 1 m/s ab, während dieses Niveau bei TSF\_A\_r erst bei 150 mm erreicht wird.



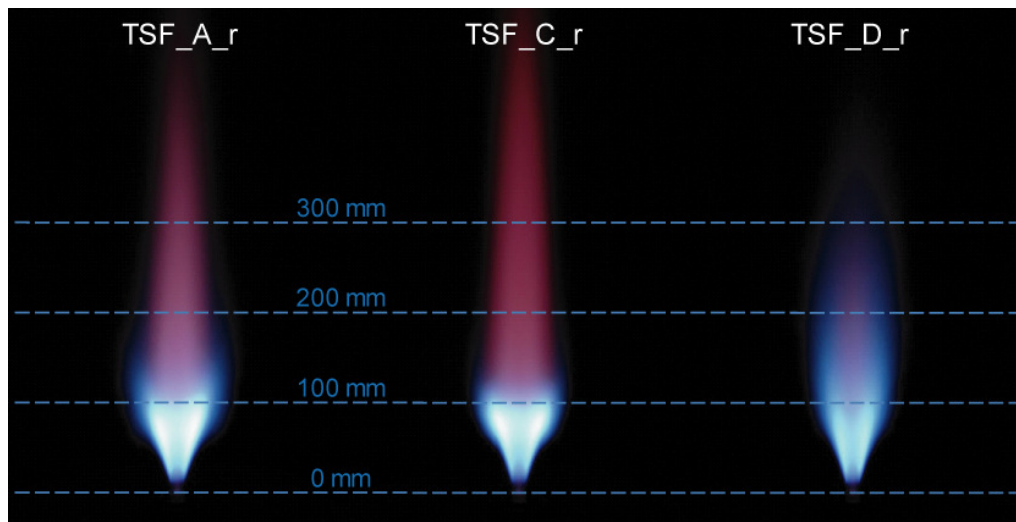


ABBILDUNG 4.8 – Fotografien der Flammen TSF\_A\_r, \_C\_r und \_D\_r mit unterschiedlicher Sche-  
nung.

Die Effekte der Verdopplung der äußeren Strömungsgeschwindigkeit auf 20 m/s bei TSF\_D\_r fallen deutlich dramatischer aus. Hier findet zusätzlich eine signifikante Beeinflussung der inneren Bereiche der Strömung statt, zu erkennen am Profil der Radialgeschwindigkeit, das bei einer Höhe von 200 mm negative Geschwindigkeiten im Bereich der Mittelachse aufweist und vor allem an der TKE, welche beim Vergleich der Maximalwerte um den Faktor 5 höher als bei Flamme A liegt und selbst bei kleinen Radii hohe Werte von bis zu  $5 \text{ m}^2/\text{s}^2$  aufweist. Gleichzeitig erscheint die Flamme deutlich blasser und die Reaktionszone dehnt sich bis auf über 300 mm aus. Es liegt die Vermutung nahe, dass die intensive turbulente Mischung zwischen den Ringspaltströmungen und dem *Coflow* zu einer räumlich ausgedehnten Abmagerung und damit sowohl verringerter Brenngeschwindigkeit als auch reduzierter Wärmefreisetzung pro Einheitsvolumen und ggf. lokalem Verlöschen und unvollständigem Ausbrand führt. Der experimentelle Beweis für diese Vermutung kann allerdings erst durch zukünftige Skalarmessungen erbracht werden.

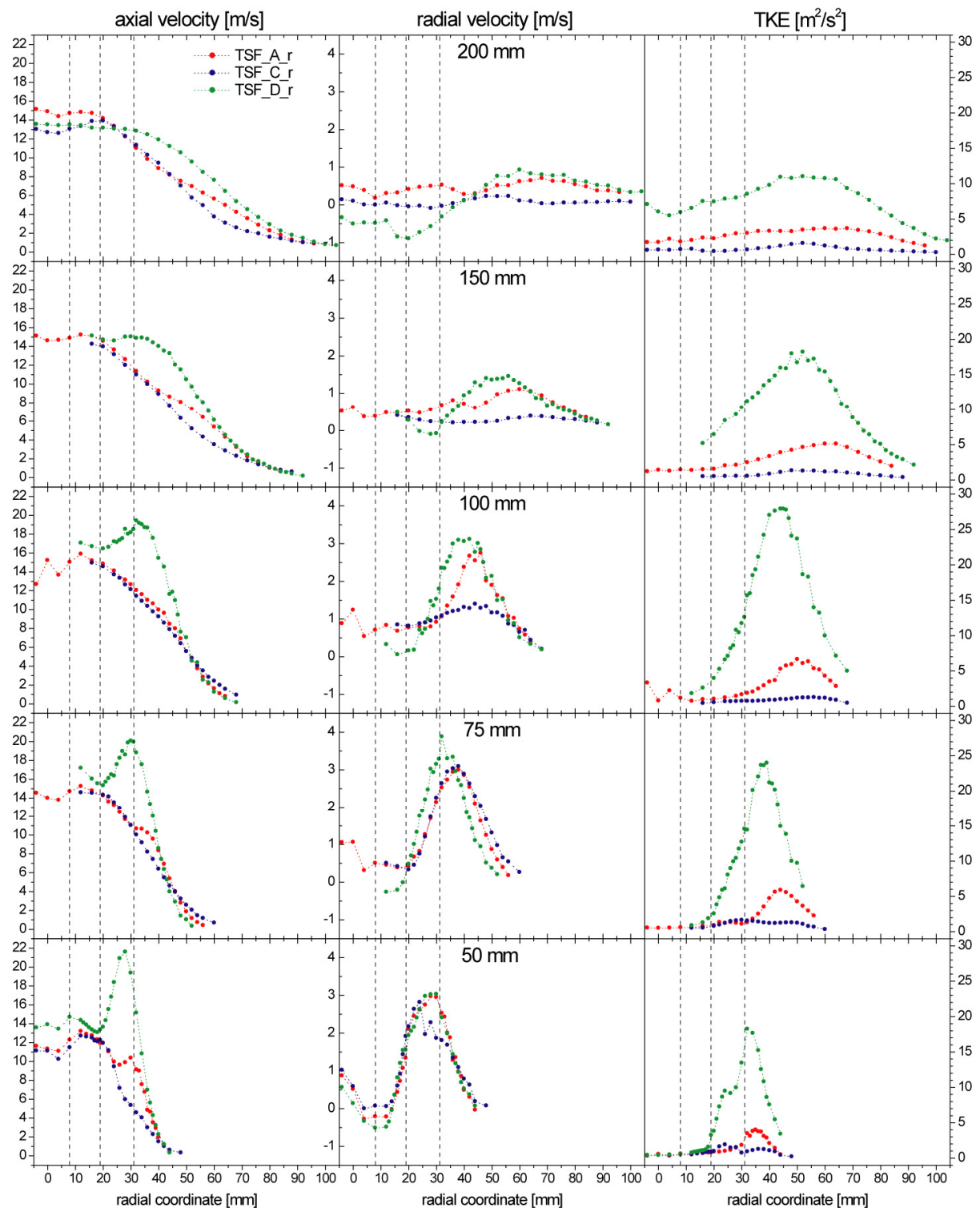


ABBILDUNG 4.9 – Variation der Scherung durch Veränderung der *Bulk*-Geschwindigkeit im äußeren Ringspalt bei den Konfigurationen TSF\_A\_r (10 m/s, rot), \_C\_r (5 m/s, blau) und \_D\_r (20 m/s, grün).

#### 4.1.3.5 Einfluss des Brennstoffes

Die Effekte der Variation des Brennstoffes treten am deutlichsten zwischen den Konfigurationen TSF\_J\_r, mit Methan ( $\text{CH}_4$ ) als Brennstoff, und TSF\_H\_r, mit Ethen ( $\text{C}_2\text{H}_4$ ) als Brennstoff, zu Tage.  $\text{C}_2\text{H}_4$  hat eine im Vergleich zu  $\text{CH}_4$  etwa doppelte laminare Brenngeschwindigkeit

[79] und eine gut 1.5-fache molare Verbrennungsenthalpie [132, 133]. Bei gleichem Äquivalenzverhältnis ergibt sich damit eine ungefähr identische Verbrennungsenthalpie des Brennstoffgemisches. Bei beiden Konfigurationen strömt vorgemischter Brennstoff mit einem Äquivalenzverhältnis von 0.6 und einer *Bulk*-Geschwindigkeit von 10 m/s aus dem inneren Ringspalt und mit 0.9 und 5 m/s aus dem äußeren.

Flammenfotografien (vgl. [ABBILDUNG 4.10](#)) und Profile der Geschwindigkeiten und der TKE (vgl. [ABBILDUNG 4.11](#)) zeigen deutlich, dass die  $C_2H_4$ -Flamme H trotz des geringen Äquivalenzverhältnisses zügig durch die innere Ringspaltströmung hindurch brennt und die äußere bei einer Höhe von etwa 50 mm entzündet. Dies geht einher mit erhöhten Radialgeschwindigkeiten und hohen TKE-Niveaus. Die Verbrennung findet aufgrund der hohen Brenngeschwindigkeit in einem relativ kleinen Volumen unter starker Lichtemission statt. Spätestens 125 mm über der Düse ist sie visuell abgeschlossen und Radialgeschwindigkeit und TKE fallen auf sehr kleine Werte ab.

Die  $CH_4$ -Flamme J hingegen erreicht die äußere Ringspaltströmung nicht vor einer Höhe von etwa 125 mm und die Verbrennung setzt sich bis über 300 mm fort. Flammenleuchten und Radialgeschwindigkeiten bleiben verhältnismäßig moderat (z.B. im Vergleich zu TSF\_C\_r, wo die Stratifizierung genau invertiert ist, vgl. [ABBILDUNG 4.8](#)). Vermutlich kommt es im Bereich der äußeren Strömung bereits vor der Entzündung zu einer deutlichen Abmagerung durch Sekundärluft-Eintrag – dies kann aber nur durch zukünftige Skalarmessungen gezeigt werden.

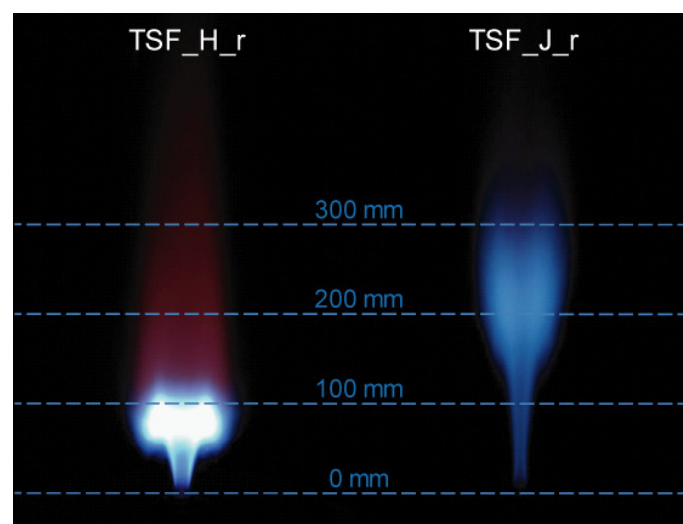


ABBILDUNG 4.10 – Fotografien der Flammen TSF\_H\_r und \_J\_r mit unterschiedlichem Brennstoff.

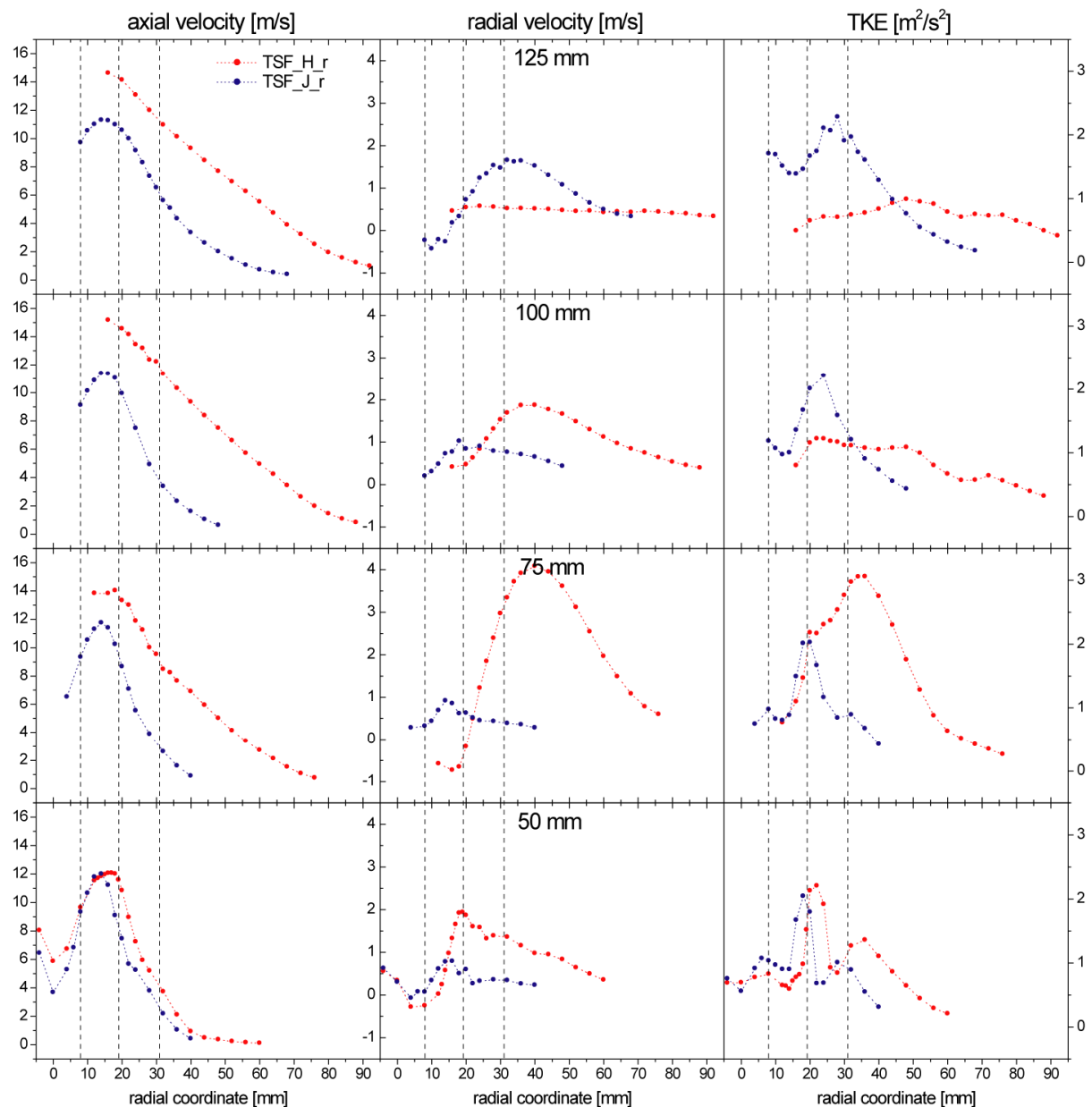


ABBILDUNG 4.11 – Variation des Brennstoffes zwischen den Konfigurationen TSF\_H\_r (Ethen, rot) und \_J\_r (Methan, blau). Die Pilotflamme wird in beiden Fällen mit Methan betrieben.

## 4.2 Analyse der „Basis“-Konfiguration

Für die „Basis“-Konfiguration TSF\_A\_r mit minimierter Scherung (*Bulk*-Geschwindigkeiten in den Ringspalten jeweils 10 m/s) aber Schichtung (Äquivalenzverhältnisse von 0.9 bzw. 0.6) liegen sowohl detaillierte Geschwindigkeitsinformationen, Zeit- und Längenmaße als auch Skalarfeldern vor, sodass im Folgenden eine ganzheitliche Analyse und Interpretation dieser Daten stattfindet. Die Darstellungen repräsentieren eine Auswahl einer Vielzahl denkbarer statistischer Aufbereitungen und sollen die Möglichkeiten multiskalarer und multidimensionaler Messtechniken aufzeigen. Gleichzeitig soll die Bedeutung umfassender Messungen (d.h. sowohl der Geschwindigkeits- als auch Skalarfelder) zur Interpretation von Messergebnissen hervorgehoben werden.

#### 4.2.1 Radialprofile ausgewählter Skalare

ABBILDUNG 4.12 zeigt Radialprofile der wichtigsten Skalare in unterschiedlichen Abständen zur Brennerdüse. Es ist zu erkennen, dass die Temperatur des aus dem Pilotrohr austretenden Abgases (Profil bei 5 mm Düsenabstand) etwa 100 K unterhalb der adiabaten Flammentemperatur von 2100 K liegt. Dies kann durch den Enthalpieverlust an das Pilotrohr erklärt werden. Die intendierte Stratifizierung ist klar an den plateau-artigen Verläufen des Stoffmengenanteils von  $\text{CH}_4$  und des Äquivalenzverhältnisses zu erkennen. Diese Strukturen verwischen aufgrund der Intermittenz in größeren Abständen zur Düse. Stratifizierung tritt dennoch instantan auf, wie in KAPITEL 4.2.5 gezeigt.

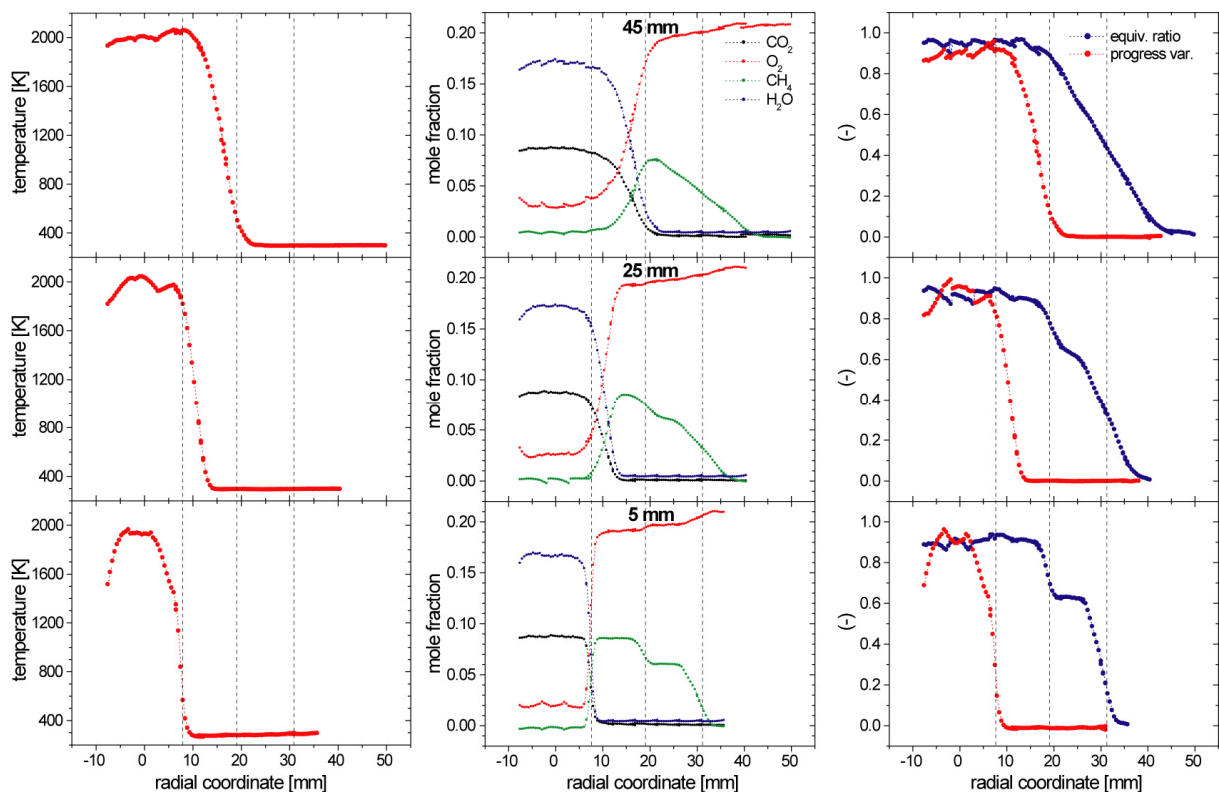


ABBILDUNG 4.12 – Radiale Mittelwertprofile der Temperatur, der Stoffmengenanteile der reaktiven Spezies, des Äquivalenzverhältnisses und der Fortschrittsvariablen (berechnet auf Basis der Temperatur und des Äquivalenzverhältnisses) der Konfiguration TSF\_A\_r in verschiedenen axialen Abständen zur Düse. Die gestrichelten senkrechten Linien deuten die Lage der Rohrwände des Brenners an. Diskontinuitäten und „wellenförmige“ Profile sind auf Fehler bei der Bestimmung der Minoritätenspezies zurückzuführen, deren Kalibration mit systematischen Ungenauigkeiten behaftet ist.

Aus den lokalen Maxima der Fluktuationen der Temperatur und des Äquivalenzverhältnisses können die Verläufe der mittleren Flammenfrontposition sowie der Mischungsschichten abgeleitet werden (vgl. ABBILDUNG 4.13). Die bereits anhand der Geschwindigkeitsprofile (vgl. KAPITEL 4.1.3) beobachtete Aufweitung des Strömungsfeldes ist hier ebenfalls erkennbar. Die Breite der Maxima spiegelt die Intermittenz (d.h. die raum-zeitliche Variation der „Grenz-

schichten“ zwischen den Strömungen der Ringspalten und des *Coflow*) wider. Das zweite schwache Maximum der Temperaturfluktuation bei einer radialen Position von knapp 25 mm bei einem Düsenabstand von 45 mm wird durch die Änderung des Äquivalenzverhältnisses (und damit der adiabaten Flammentemperatur) an dieser Position erklärt. Die „Aufspaltung“ des äußeren Maximums der Äquivalenzverhältnis-Fluktuation hängt mit der Anwesenheit großskaliger Wirbel(-straßen) zusammen (vgl. [ABBILDUNG 4.15](#)), die in diesem Bereich für eine Zone der Durchmischung und einen Ausgleich skalarer Gradienten sorgen.

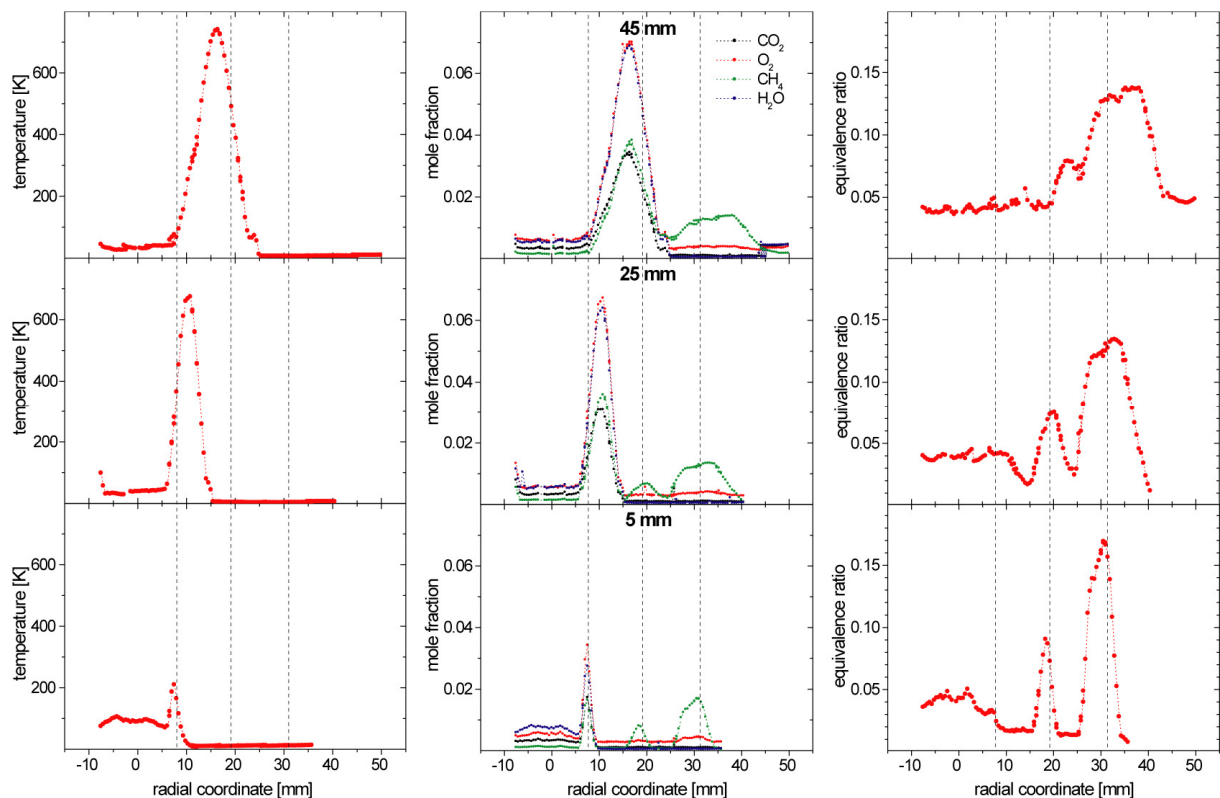


ABBILDUNG 4.13 - Radiale Profile der Standardabweichung der Temperatur, der Stoffmengenanteile der reaktiven Spezies und des Äquivalenzverhältnisses der Konfiguration TSF\_A\_r in verschiedenen axialen Abständen zur Düse. Die nicht auf null abfallenden Fluktuationen hängen direkt mit der Präzision der einzelnen Messgrößen (vgl. [TABELLE 3.5](#)) zusammen.

#### 4.2.2 Verlauf der Mischungs- und Scherschichten

Aus den gemessenen Axialgeschwindigkeitsprofilen kann der ungefähre Verlauf der mittleren Scherschichten bestimmt werden, solange Intermittenz und Wärmefreisetzung eine untergeordnete Rolle spielen. Dies ist im düsen nahen Bereich bis etwa 75 mm der Fall, sodass das lokale Minimum der mittleren Axialgeschwindigkeit als Position der Scherschicht zwischen innerer und äußerer Ringspaltströmung interpretiert wird. Das lokale Maximum der Fluktuationen definiert die Scherschicht zwischen äußerer Ringspaltströmung und dem *Coflow*. Die Positionen der entsprechenden Mischungsschichten werden aus den lokalen Maxima der Fluktuation des Äquivalenzverhältnisses bestimmt. Als mittlere Flammenposi-



on wird der steilste Gradient der mittleren Temperatur definiert, der mit dem lokalen Maximum der Fluktuationen koinzidiert. Die Breite des Fluktuationspeaks an seiner Basis wird als Maß für die räumliche Schwankung der Flammenposition herangezogen. [ABBILDUNG 4.14](#) zeigt das Ergebnis dieser Analyse zusammen mit einer (zeitlich stark gemittelten und in Blickrichtung räumlich integrierten) Flammenfotografie.

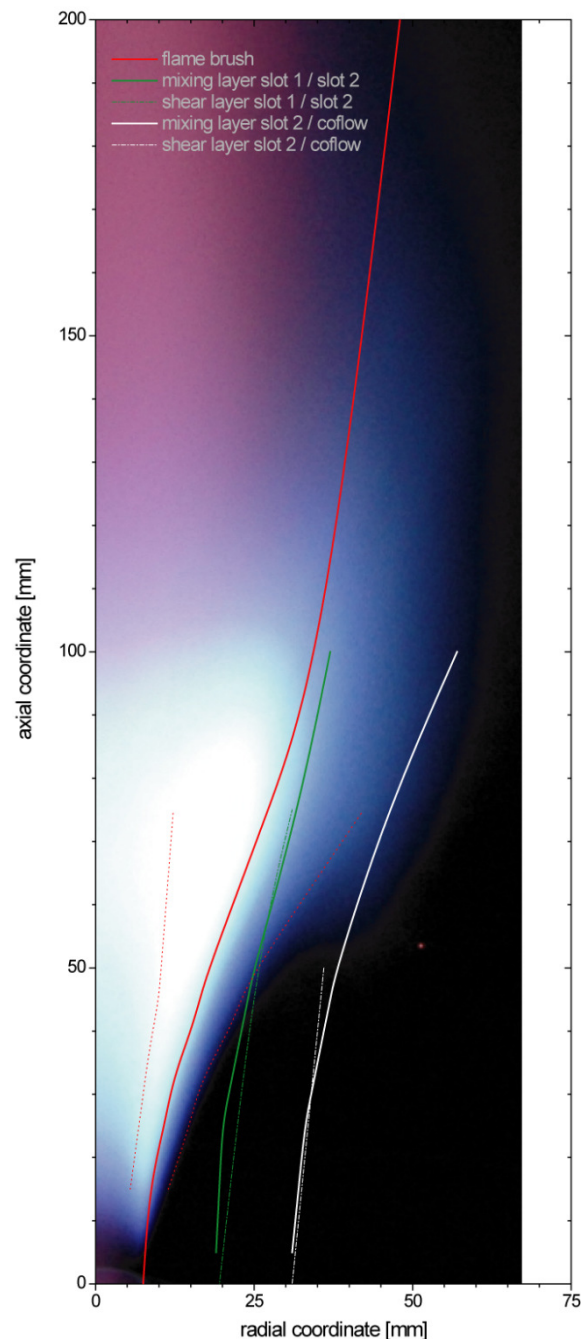


ABBILDUNG 4.14 – Fotografie der Flamme TSF\_A\_r mit überlagerten Verläufen der mit Raman/Rayleigh-Streuung gemessenen mittleren Flammenposition (*Flame Brush*, rot) und deren Intermittenz (gepunktet), der mittleren Mischungsschichten (*Mixing Layer*) zwischen Ringspalt 1 und 2 (grün) und zwischen 2 und *Coflow* (weiß) sowie die mit Laser-Doppler-Anemometrie bestimmten Scherschichten (*Shear Layer*, jeweils gepunktet).

Zunächst ist festzustellen, dass der zu erwartende deckungsgleiche Verlauf von Scher- und Mischungsschichten im Rahmen der Reproduzierbarkeit zweier unabhängiger Messungen sehr gut experimentell wiedergegeben wird. Der Verlauf der mittleren Flammenposition und deren Schwankung stimmen mit dem visuellen Eindruck der Flamme überein. Wichtig für die folgenden Analysen ist die Beobachtung, dass sich mittlere Flammenposition und Mischungsschicht zwischen innerer und äußerer Ringspaltströmung etwa in 100 mm Höhe über der Düse bei einer radialen Position von 35 mm treffen. An diesem Punkt ist also das Auftreten stratifizierter Flammenfronten maximal wahrscheinlich. Auf diesen Aspekt wird näher in [KAPITEL 4.2.5](#) eingegangen.

### 4.2.3 Geschwindigkeitsfelder und abgeleitete Größen

Der Vorteil der 2-dimensionalen PIV-Messungen im Vergleich zu 0-dimensionalen LDA-Messungen besteht in der Möglichkeit, neben Momenten der Geschwindigkeiten auch Feldgrößen wie die Wirbelstärke und räumliche Korrelationen (und daraus z.B. Längenmaße) berechnen zu können.

In [ABBILDUNG 4.15](#) ist neben dem mittleren Geschwindigkeitsfeld auch die Wirbelstärke dargestellt.

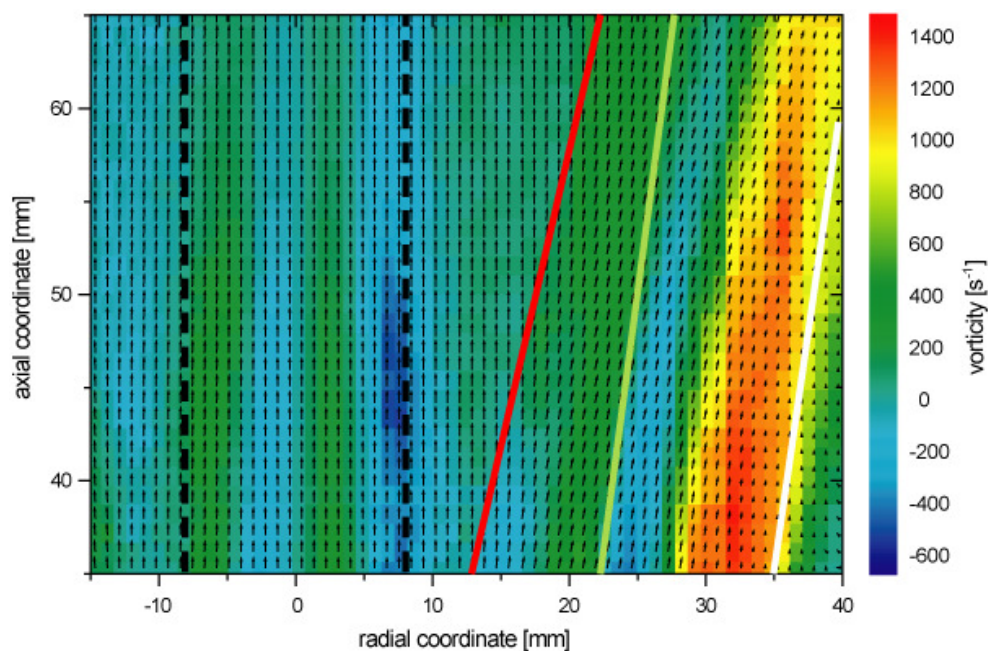


ABBILDUNG 4.15 – Mittleres Geschwindigkeitsfeld (Pfeile) der Konfiguration TSF\_A\_r mit überlagter Farbdarstellung der Wirbelstärke (*Vorticity*). Mit Linien sind die Lage der Wände des Pilotrohres (schwarz) sowie die Verläufe der mittleren Flammenposition (rot) und der mittleren Mischungsschichten zwischen innerer und äußerer Ringspaltströmung (grün) bzw. äußerer Ringspaltströmung und *Coflow* (weiß) dargestellt. Positive Wirbelstärken (grün – gelb – rot) entsprechen einer Drehung im Uhrzeigersinn.



Die Aufweitung der Strömung, zu erkennen an nach außen gekippten Vektorpfeilen, wird maßgeblich durch die thermische Expansion verursacht. Die mittlere Flammenposition trennt dabei klar Bereiche koaxialer und inklinierter Strömungsrichtungen. Im Nachlauf des Pilotrohres sind deutliche Wirbelstraßen zu erkennen. Im Bereich der Mischungsschicht zwischen innerer und äußerer Ringspaltströmung entstehen gegenläufige, aber relativ schwache Wirbel, die auf eine vergleichsweise niedrige Scherung hinweisen, wie es bei dieser Konfiguration beabsichtigt ist. Im Bereich zwischen äußerer Ringspaltströmung und *Coflow* hingegen sorgen starke, ausdrehende Wirbel für eine profunde Sekundärlufteinmischung (auch zu erkennen an der inwärts gerichteten Strömung im unteren rechten Bereich der Abbildung) und Abmagerung (vgl. die Profile des Äquivalenzverhältnisses in [ABBILDUNG 4.12](#)). Diese Analyse betont die Relevanz großskaliger Strukturen für das gesamte Strömungs- und Skalarfeld. Zur Quantifizierung typischer Größenskalen sind in [ABBILDUNG 4.16](#) integrale Längenmaße gezeigt.

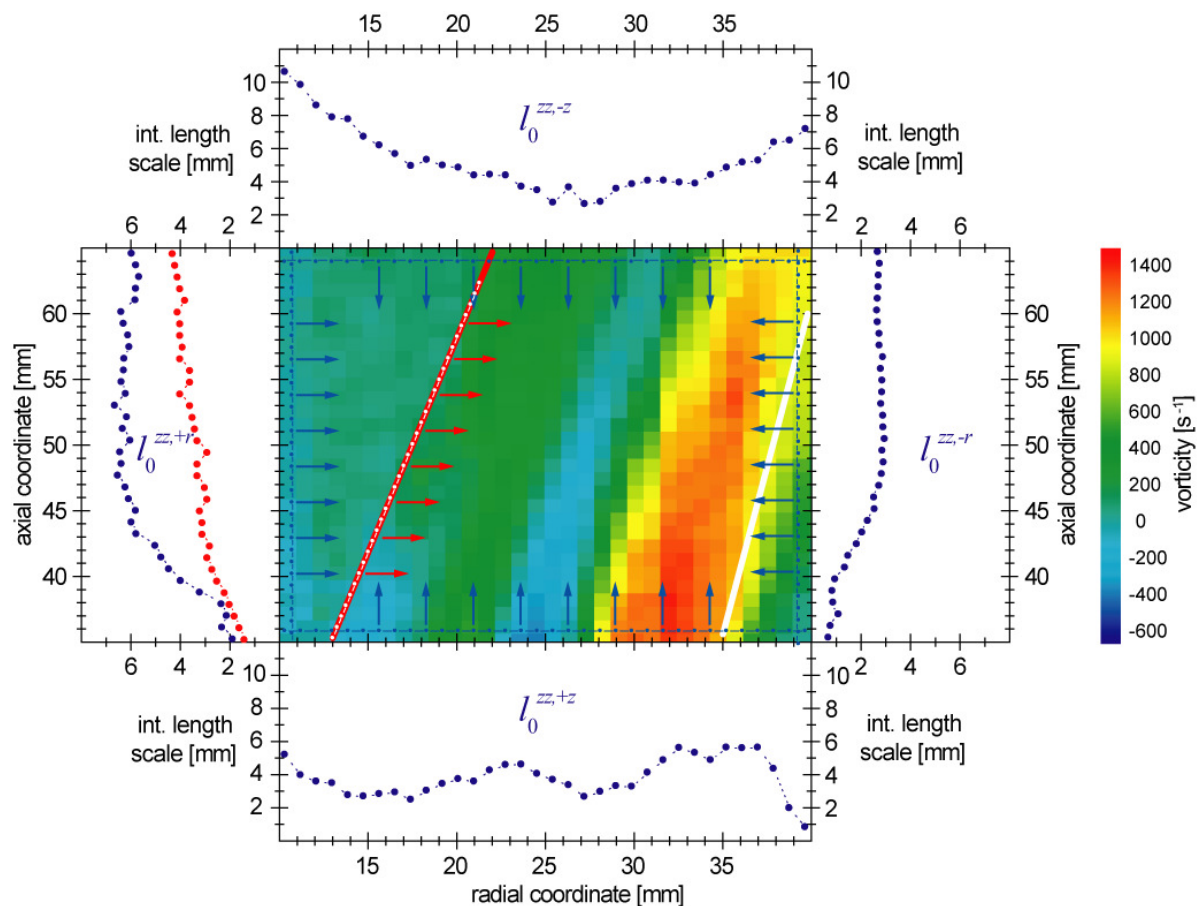


ABBILDUNG 4.16 – Farbdarstellung der Wirbelstärke der Konfiguration TSF\_A\_r sowie Profile der integralen Längenmaße entlang der durch blaue Punkte angedeuteten Pfade an den Rändern des Bildausschnitts. Die Längenmaße sind jeweils aus der räumlichen Kreuzkorrelation der axialen Geschwindigkeitskomponenten ( $z$ -Richtung) Richtung Bildmitte (axial in  $\pm z$ - bzw. radial in  $\pm r$ -Richtung, blaue Pfeile) bestimmt. Mittlere Flammenposition (rot) und die Mischungsschicht mit dem *Coflow* (weiß) sind angedeutet. Die rote Kurve zeigt den Verlauf der Längenmaße entlang der mittleren Flammenposition Richtung Bildmitte (rote Pfeile).

Wie für Strömungen dieser Art zu erwarten, fallen die Längenmaße in Strömungsrichtung (longitudinale) durch die axiale Streckung tendenziell größer aus als jene quer zur Strömungsrichtung (transversale). Beachtlich ist die starke Abhängigkeit der Skalen von der Gegenwart räumlicher „Grenz“-schichten. Dies ist deutlich an den transversalen Längenmaßen ersichtlich, die im Bereich des verbrannten Abgases (in der Abbildung links bei einer radialen Position von 10 mm und ab einer Höhe von 45 mm) konstant 6 mm betragen, nahe der mittleren Flammenposition (unterhalb von 45 mm) aber auf Werte abfallen, die in etwa der Entfernung zwischen Korrelationsursprung und Flammenposition entsprechen. Zur Unterstützung dieser Behauptung ist auch der Verlauf der Längenmaße entlang der Flammenposition dargestellt. Stromabwärts steigen diese gleichmäßig an, es zeigt sich jedoch kein abrupter Sprung wie im zuvor diskutierten Fall. Die qualitativ gleiche Beobachtung wird im Bereich der intensiven Mischungsschicht zwischen äußerer Ringspaltströmung und *Coflow* gemacht (rechts in der Abbildung).

#### 4.2.4 Wahrscheinlichkeitsverteilungen ausgewählter Skalare

Wahrscheinlichkeitsverteilungen bieten einen zusätzlichen physikalischen Einblick, wenn die Verteilung einer Größe stark von einer Normalverteilung abweicht und durch zwei Momente unzureichend beschrieben wird. In [ABBILDUNG 4.17](#) sind daher Histogramme der Temperatur an unterschiedlichen axialen und radialen Positionen der Strömung gezeigt. In Bereichen der mittleren Flammenfrontposition (vgl. [ABBILDUNG 4.14](#)) weisen die Verteilungen eine bimodale Form auf, was auf die Intermittenz der Strömung schließen lässt. An diesen Messpositionen wird ungefähr gleich häufig heißes Abgas und kaltes Frischgas angetroffen, aber auch die Wahrscheinlichkeit intermediärer Temperaturen ist ungleich null. Letztere Beobachtung ist durch Mischungseffekte oder die Messung innerhalb instantaner Flammenfronten zu erklären. Eine Unterscheidung kann anhand gebundener Wahrscheinlichkeitsverteilungen (sog. *Joint PDF*) getroffen werden (s.u.). Außerhalb der Zone der Intermittenz liegen dagegen monomodale Verteilungen vor. Ab einem Düsenabstand von 75 mm und einer radialen Position von 35 mm werden aufgrund des dort brennenden magereren Brennstoffs des äußeren Ringspaltes geringere Maximaltemperaturen beobachtet als an achsennahen Positionen. Dies deckt sich mit dem Verlauf der Mischungsschichten und der visuellen Erscheinung der Flamme in [ABBILDUNG 4.14](#) sowie der Analyse der Äquivalenzverhältnis-Verteilungen (s.u.).

Um als Ursache intermediärer Temperaturen reine Mischungsprozesse (zwischen heißen und kalten Gasen) von instantanen Flammenfronten zu unterscheiden, ist in [ABBILDUNG 4.18](#) die gebundene Wahrscheinlichkeitsverteilung der Temperatur und des Gradienten der Temperatur gezeigt. Temperaturgradienten größer 1000 K/mm (Betrag) sind Flammenfronten zuzuordnen, deutlich flachere Gradienten werden hingegen von Mischungsprozessen dominiert. Die Daten lassen die Schlussfolgerung zu, dass beide Prozesse vorkommen und in der gleichen Wahrscheinlichkeitsgrößenordnung liegen.

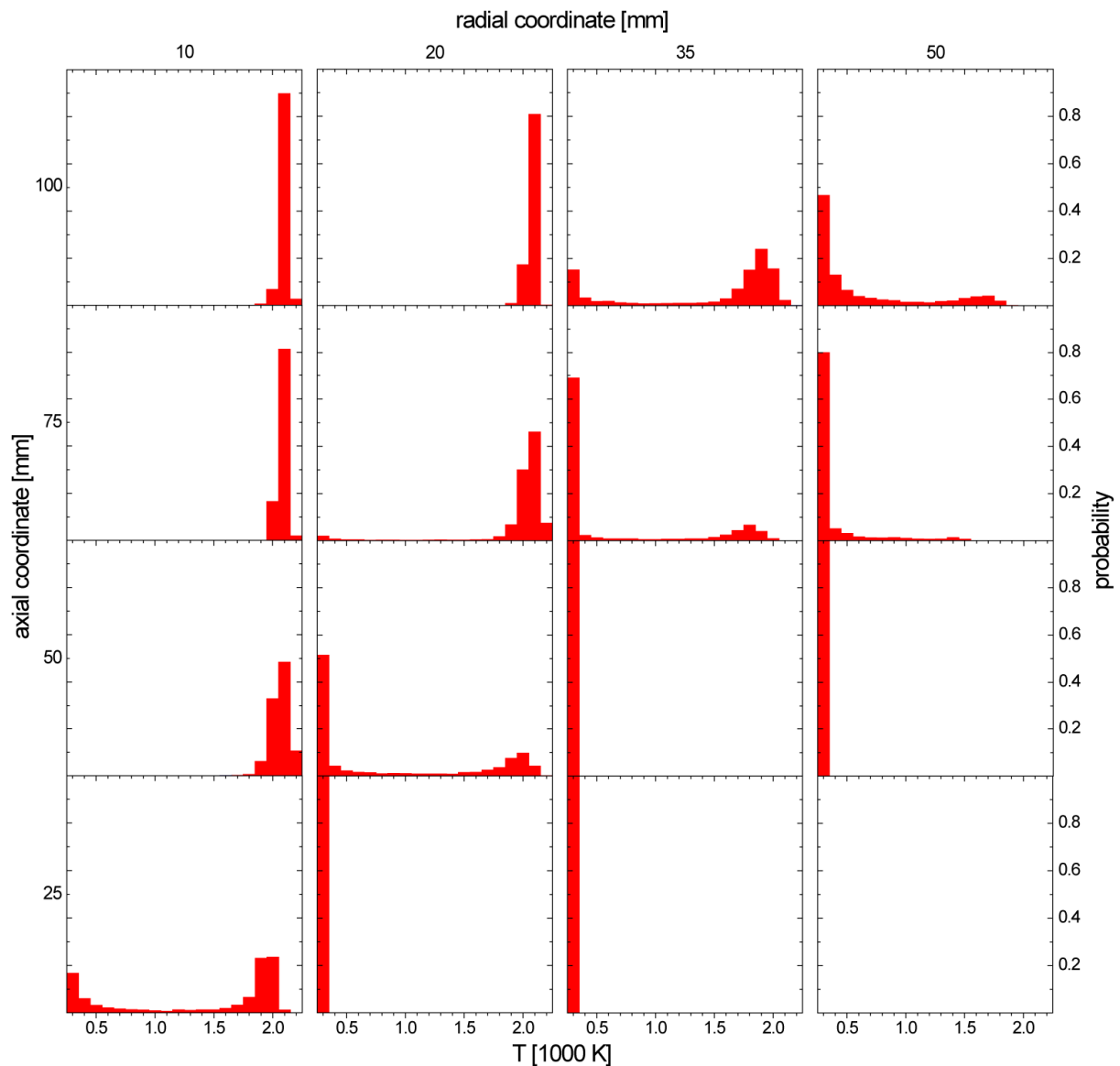


ABBILDUNG 4.17 – Temperaturverteilung an ausgewählten axialen und radialen Positionen in der Konfiguration TSF\_A\_r in Form von Histogrammen. Jeweils etwa 7000 einbezogene Punkte sind in Intervalle von 100 K eingeteilt.

Insgesamt betrachtet ist das Auftreten extremer Temperaturen aber wesentlich häufiger als das intermediärer, d.h. Mischungsprozesse zwischen Abgas und Brennstoff spielen für die globale Struktur der Flamme eine im Vergleich zur Intermittenz eher untergeordnete Rolle. Auf die Bedeutung von Mischungs- und Stratifizierungseffekten *vor* der Zündung wird näher in [KAPITEL 4.2.5](#) eingegangen. Beachtenswert ist auch die Tatsache, dass sowohl negative (d.h. nach außen hin abfallende Temperaturen) als auch positive Gradienten auftreten, auch wenn erstere etwas häufiger beobachtet werden können – die Flammen- und Mischungsfronten scheinen also nahezu isotrop orientiert zu sein, was auch im Einzelschuss zu beobachten ist. Zur quantitativen Gradientenmessung müsste in Konsequenz auch deren Orientierung bezüglich der Linie der Raman/Rayleigh-Streuung bekannt sein. Dies kann messtechnisch z.B. durch Planare Laserinduzierte Fluoreszenz des OH-Radikals (OH-PLIF) in zwei sich kreuzenden Ebenen bewerkstelligt werden, wie in [\[134, 135\]](#) realisiert.

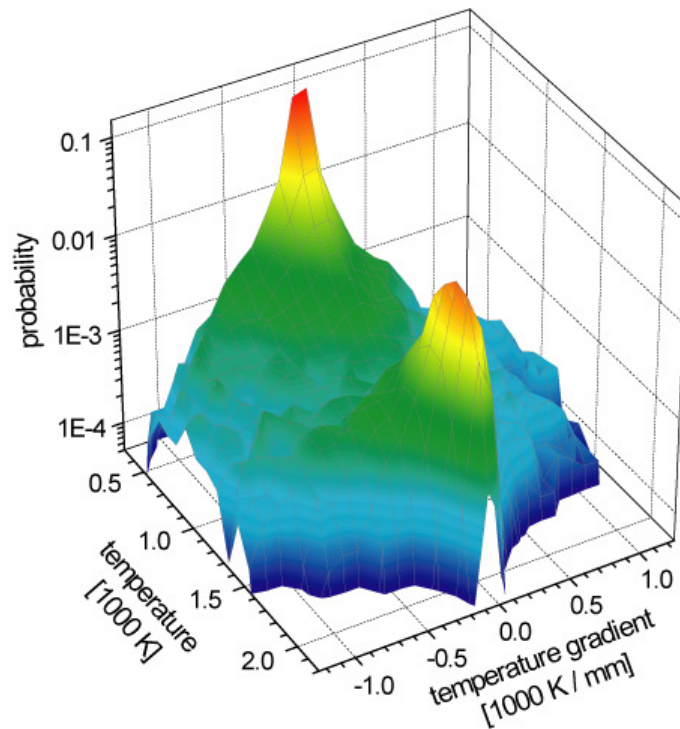


ABBILDUNG 4.18 – Gebundene Wahrscheinlichkeitsverteilung der Temperatur und des Temperaturgradienten in Konfiguration TSF\_A\_r bei einem Düsenabstand von 100 mm und radialen Positionen zwischen 30 und 55 mm (logarithmische Skala). Es sind etwa 35 000 Einzelmessungen einbezogen und in Intervalle von 100 K bzw. K/mm eingeteilt.

In analoger Weise zur Temperatur präsentiert [ABBILDUNG 4.19](#) die Häufigkeitsverteilungen des Äquivalenzverhältnisses. Bimodale Formen treten hier nicht auf, da der Gradient des mittleren Äquivalenzverhältnisses sehr viel flacher als der der Temperatur ist (vgl. [ABBILDUNG 4.12](#)). Nahe der Mittelachse sind quasi ausschließlich Werte von 0.9 zu beobachten, d.h. dort kommt es zu keiner signifikanten Einmischung magererer Gemische. Im Bereich des äußeren Ringspaltes kommen hingegen Werte zwischen 0.9 und 0.6 oder zwischen 0.6 und 0 vor. Eine Streuung über den gesamten Bereich von 0 bis 0.9 tritt ansatzweise ab Düsenabständen von 75 mm auf, d.h. hier existieren räumliche Bereiche, in welchen bedingt durch Turbulenz und Intermittenz alle möglichen Mischungszustände, aber auch die ursprünglichen Kompositionen beobachtet werden können. Angesichts der räumlichen Auflösung der Messtechnik von etwa 500  $\mu\text{m}$  lässt dies auf die Existenz von Mischungsstrukturen schließen, die sowohl deutlich kleiner als 500  $\mu\text{m}$  sind (ggf. bis hinab zur molekularen Mischung), als auch auf die von größeren Strukturen (ggf. bis hinauf zu den charakteristischen Längen der Strömung). Zur genaueren Analyse müsste eine zumindest 2-dimensionale bildgebende Technik zur Mischungsuntersuchung (wie etwa Laserinduzierte Fluoreszenz einer *Marker-Spezies*, sog. *Tracer-PLIF*, funktioniert allerdings nur in unverbrannten Gemischen) eingesetzt werden.

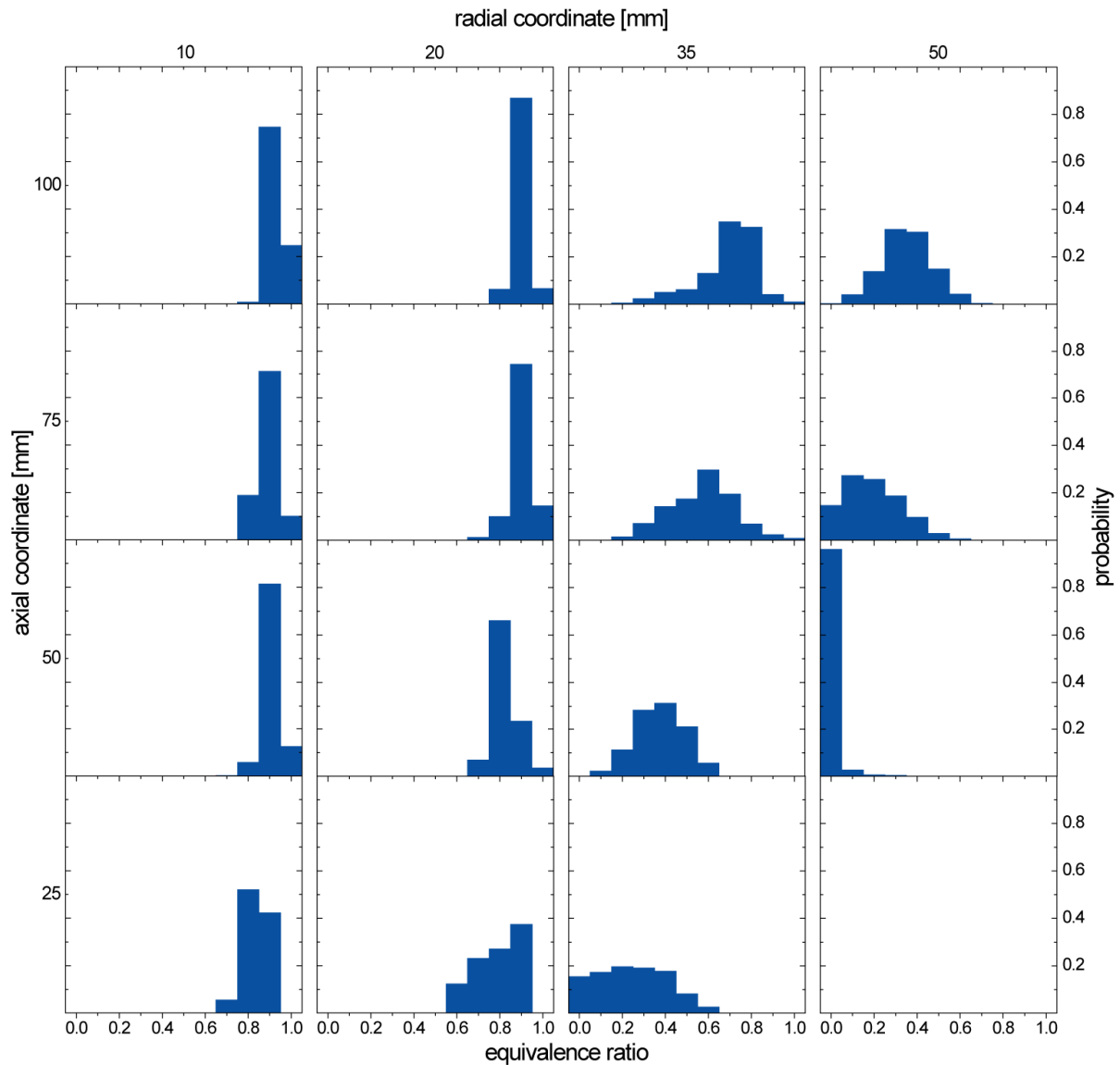


ABBILDUNG 4.19 – Verteilung des Äquivalenzverhältnisses an ausgewählten axialen und radialen Positionen in der Konfiguration TSF\_A\_r in Form von Histogrammen. Jeweils etwa 7000 einbezogene Punkte sind in Intervalle von 0.1 eingeteilt. Die im Vergleich zur Temperatur breiteren Verteilungen sind auch auf die geringere Präzision der Messung von etwa  $\pm 0.065$  bei Abgas-temperaturen zurückzuführen.

Ein zentrales Thema der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung von Stratifizierungseffekten. Eine für den Ablauf der chemischen Reaktion potenziell relevante Stratifizierung liegt im engeren Sinne dann vor, wenn sich die laminare Brenngeschwindigkeit (welche in gewisser Weise die Verbrennungseigenschaften repräsentiert) über die physikalische Ausdehnung der Flammenfront signifikant ändert. Bei einer Verringerung selbiger von rund 0.3 auf 0.1 m/s bei Abmagerung von 0.9 auf 0.6 Äquivalenzverhältnisse [84] ist deshalb schon bei geringen Gradienten mit einem Effekt zu rechnen. Dafür sprechen auch die Ergebnisse von Kang und Kyritsis [61, 62, 63], welche (im laminaren Fall) signifikante Effekte bereits ab Gradienten des Äquivalenzverhältnisses von  $0.01 \text{ mm}^{-1}$  feststellten. Wie ABBILDUNG 4.20 zeigt, treten selbst in einer Höhe von 100 mm über der Düse durchaus Gradienten von über  $0.1 \text{ mm}^{-1}$  auf

(Werte unterhalb von rund 0.05 können bedingt durch die Präzision der Messung nicht aufgelöst werden). „Homogene“ Mischungen scheinen zwar häufiger aufzutreten (zu erkennen an den drei *Peaks* bei einem Null-Gradienten), entscheidend ist aber die Frage, ob die *Verbrennung* im stratifizierten Bereich stattfindet. Auf diese Frage wird in [KAPITEL 4.2.5](#) in Form konditionierter Statistiken eine Antwort gegeben.

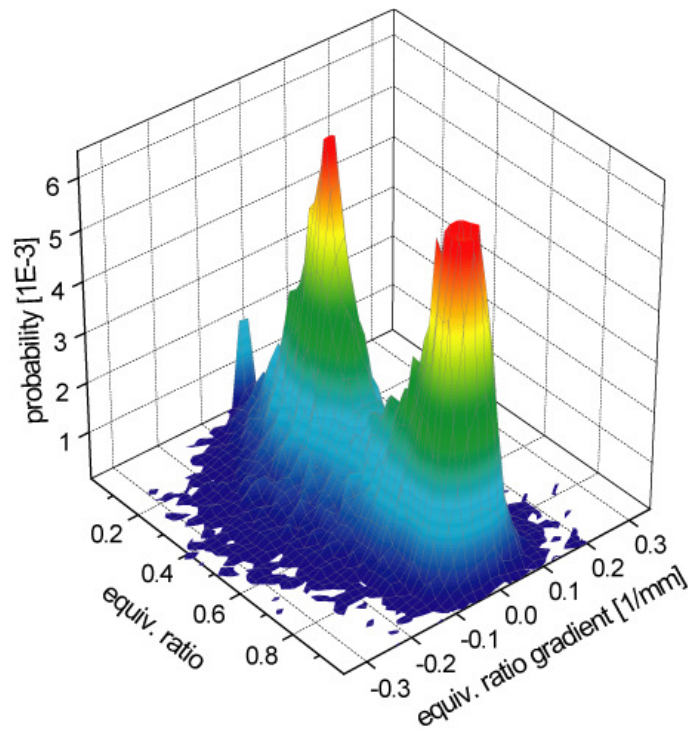


ABBILDUNG 4.20 – Gebundene Wahrscheinlichkeitsverteilung des Äquivalenzverhältnisses und seines Gradienten in Konfiguration TSF\_A\_r bei einem Düsenabstand von 100 mm und radialen Positionen zwischen 20 und 55 mm (lineare Skala). Es sind etwa 50 000 Einzelmessungen einbezogen und in Intervalle von 0.02 ( $\text{mm}^{-1}$ ) eingeteilt. Es sei darauf hingewiesen, dass die Form solcher Verteilungen stark vom räumlichen Bereich der einbezogenen Proben abhängt.

In Ergänzung zu den oben gezeigten Verteilungen der Temperatur und des Äquivalenzverhältnisses an diskreten Positionen in der Strömung sind in [ABBILDUNG 4.21](#) volle Radialprofile des Anteils niedriger, intermediärer und hoher Werte beider Größen abgebildet. Äquivalenzverhältnisse über 0.75 repräsentieren Kompositionen, die ihre Historie eher im inneren Ringspalt haben und Werte kleiner 0.45 stehen für eine signifikante Sekundärlufteinmischung. Dazwischen liegende Werte sind tendenziell dem äußeren Ringspalt zuzuordnen. Für die Temperatur sind die Intervalle willkürlich gewählt – bei der Berechnung solcher Kurven müssen sie so gesetzt werden, dass eine ausreichende und in etwa gleich große Stichprobenmenge für alle Bereiche zustande kommt, um statistische Artefakte zu vermeiden. Diese Art der Darstellung bietet den Vorteil, Häufigkeiten in Form der üblichen Radialprofile zur Verfügung zu stellen und kann somit als weitere quantitative Vergleichsmöglichkeit zu numerischen Simulationen dienen.



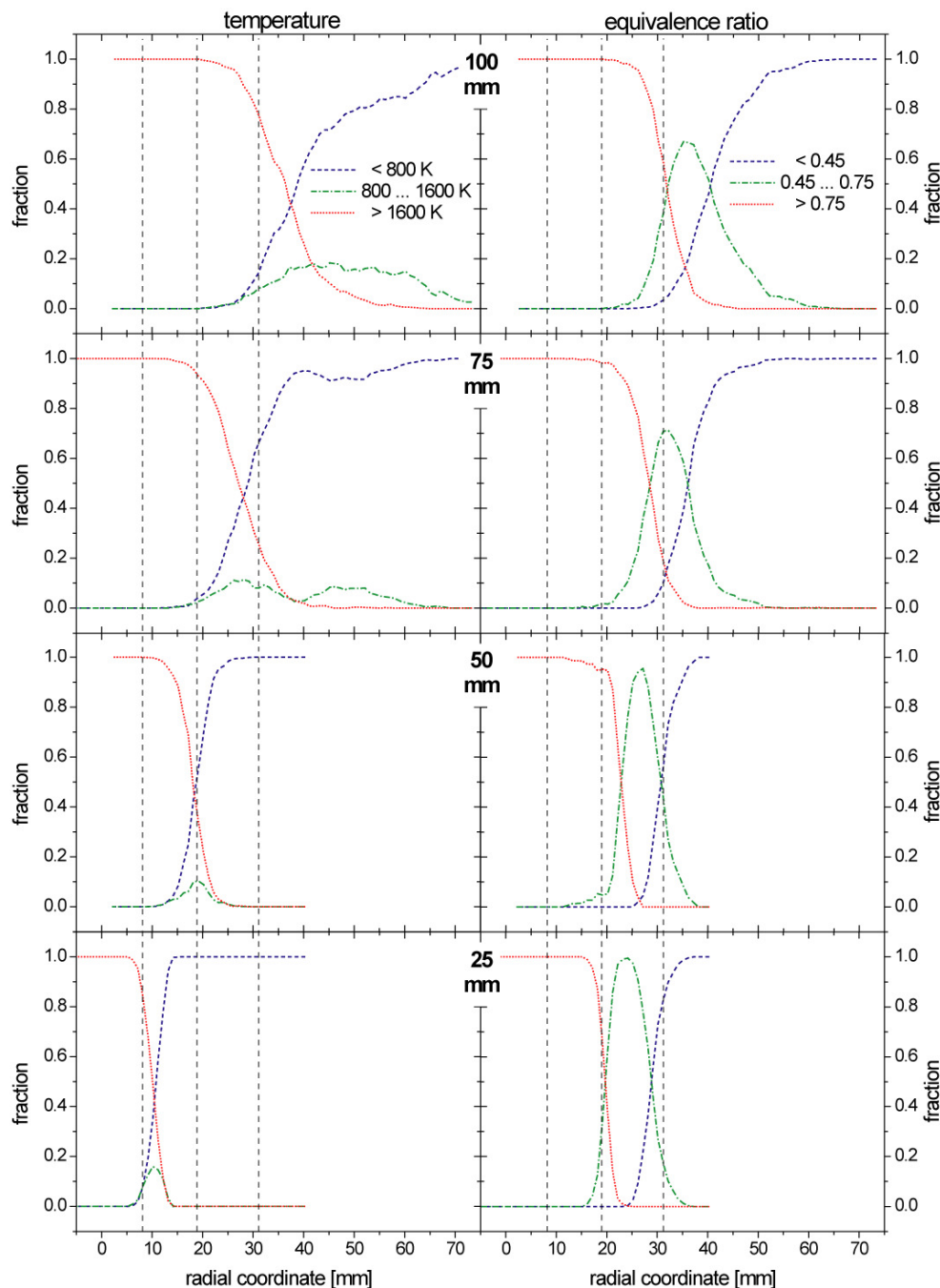


ABBILDUNG 4.21 – Radiale Profile des Anteils niedriger (blau), intermediärer (grün) und hoher Werte (rot) der Temperatur (links) und des Äquivalenzverhältnisses (rechts) in unterschiedlichen axialen Abständen zur Düse in der Konfiguration TSF\_A\_r. Jede Ebene enthält etwa 60 000 bis 120 000 Einzelmessungen.

#### 4.2.5 Instantane Skalarprofile und konditionierte Statistiken

Im vorangegangenen Kapitel wurde gezeigt, dass auch in größeren Abständen zur Brennerdüse durchaus steile Gradienten des Äquivalenzverhältnisses ( $> 0.1 \text{ mm}^{-1}$ ) auftreten. Entscheidend für den Einfluss potenzieller Stratifizierung auf die Verbrennung ist die Frage, ob dort auch Flammenfronten anzutreffen sind. [ABBILDUNG 4.22](#) zeigt zunächst vier exemplarische Momentaufnahmen in einem Düsenabstand von 100 mm, die genau diesen Fall aufwei-

sen. Die Flammenfronten brennen quasi immer vom brennstoffreicheren ins magerere Gemisch hinein. Die Variation des Äquivalenzverhältnisses über die Flammenfront (etwa 1 mm Dicke) hinweg kann dabei über 0.5 Einheiten betragen. Der Fall umgekehrter Brennrichtung, also vom brennstoffärmeren ins brennstoffreichere Gemisch, ist extrem selten zu beobachten. Offensichtlich entzünden sich die Gase des äußeren brennstoffärmeren Ringspaltes nicht, bevor die des inneren vollständig verbrannt sind, und es findet aufgrund der hohen Austrittsgeschwindigkeiten kein Transport brennender magerer Gase stromaufwärts hinein in brennstoffreichere Gemische statt. Interessant ist die Frage, ob dies ggf. bei der Konfiguration TSF\_C\_r (mit reduzierter Austrittsgeschwindigkeit im äußeren Ringspalt) auftritt. An dieser Stelle sei erwähnt, dass aufgrund der 1-dimensionalen Messtechnik nur zur Flammenfront orthogonale Stratifizierung detektiert werden kann. Zur Reaktionsfront parallele Schichtungen (d.h. die Flamme brennt entlang einer Isolinie des Äquivalenzverhältnisses) treten gewiss ebenso auf, werden aber nicht als solche erkannt.

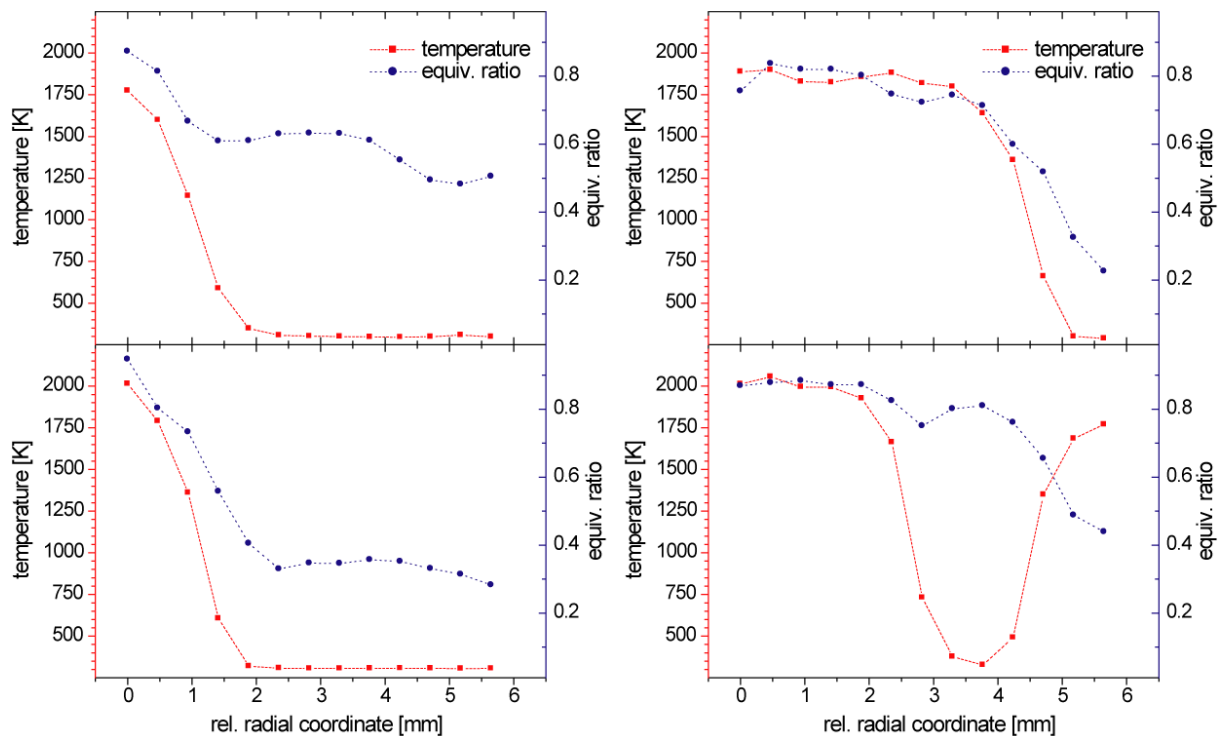


ABBILDUNG 4.22 – Exemplarische Momentaufnahmen in Konfiguration TSF\_A\_r mit Stratifizierung. Die instantanen radialen Profile von Temperatur und Äquivalenzverhältnis stammen von der Position, an der nach [ABBILDUNG 4.14](#) die Mischungsschicht zwischen den Ringspalten und die mittlere Flammenfrontposition aufeinandertreffen (etwa 100 mm Düsenabstand, 35 mm Radius). Die Spanne des Äquivalenzverhältnisses über die Flammenfronten reicht von Werten der beiden Ringspaltströmungen (0.9/0.6, oben links) bis hin zu Werten, die eher einem Übergang vom äußeren Ringspalt in den *Coflow* entsprechen (0.6/0.2, oben rechts). Sogar noch größere Bereiche können beobachtet werden (0.9/0.3, unten links). Allen drei Ereignissen ist gemein, dass die Flamme von der brennstoffreicheren Seite in das magerere Gemisch hinein brennt. Der umgekehrte Fall tritt äußerst selten auf (unten rechts).



Zur Quantifizierung der Stratifizierungseffekte werden verschiedene konditionierte Wahrscheinlichkeitsverteilungen herangezogen. Diese Verteilungen sind die statistischen Pendanten der im Kontext multiskalarer Messungen sonst üblichen Streudiagramme der Einzelergebnisse (sog. *Scatterplot*, vgl. z.B. [69]). Die Punktdichte im Streudiagramm wird in der Wahrscheinlichkeitsverteilung als relative Wahrscheinlichkeit ausgedrückt. [ABBILDUNG 4.23](#) zeigt zum einen die gebundene Verteilung von Temperaturgradient und Äquivalenzverhältnis für einzelne Messpunkte, die signifikante Stratifizierung aufweisen (Gradient des Äquivalenzverhältnisses größer  $0.2 \text{ mm}^{-1}$ ). Zum anderen repräsentieren die auf Temperaturgradienten größer  $1000 \text{ K/mm}$  konditionierten Verteilungen des Äquivalenzverhältnisses und seines Gradienten Proben, die mit hoher Wahrscheinlichkeit innerhalb einer Flammenfront liegen. Es werden Statistiken aus einer Ebene 100 mm über der Düse (Stratifizierung im Bereich der Reaktionszonen zu erwarten) verglichen mit Messungen aus 25 mm Düsenabstand (wo selbige im Einzelschuss quasi nicht zu beobachten ist).

Es zeigt sich, dass bei der Ebene in 100 mm Höhe etwa 5 % der signifikant stratifizierten Proben brennen. Die Spanne des Äquivalenzverhältnisses reicht dabei von etwa 0.8 bis 0.2 mit einer Tendenz zur mageren Seite, d.h. Stratifizierung zwischen dem Brennstoff des äußeren Ringspaltes und Sekundärluft ist (zumindest an dieser Position) etwas häufiger anzutreffen als die intentionelle Schichtung zwischen den beiden Ringspalten (oben links in [ABBILDUNG 4.23](#)). Von einer anderen Perspektive aus betrachtet, brennen etwa 30 % der Flammenfronten durch stratifiziertes Gebiet mit einem Gradienten von größer  $0.1 \text{ mm}^{-1}$  (Betrag), 5 % bei größer  $0.2 \text{ mm}^{-1}$  und lediglich 0.2 % bei größer  $0.3 \text{ mm}^{-1}$  (unten links). In 25 mm Höhe hingegen findet die Verbrennung in gänzlich unstratifiziertem Gebiet statt (oben und unten rechts). Die minimale Breite der Verteilung des Äquivalenzverhältnis-Gradienten ist hier durch die Präzision der Messung limitiert.

Eine Analyse der Richtungen der Gradienten (vgl. [TABELLE 4.2](#)) bestätigt die oben anhand der Einzelschüsse vollzogene qualitative Beobachtung, dass die Flammen meist vom brennstoffreicheren ins magerere Gemisch brennen (Gradienten mit gleichem Vorzeichen, etwa 90 % der Fälle) und nur selten in entgegengesetzter Richtung. Kommt es zu diesem Fall, scheint sich eher die Brennrichtung der Flamme als die der Schichtung umzukehren.

Es lässt sich zusammenfassen, dass in Bereichen dieser Strömung, in der mittlere Mischungs-schichten und Flammenfronten aufeinandertreffen, moderat stratifizierte Flammen (ab  $0.1 \text{ mm}^{-1}$ ) relativ häufig auftreten, die Wahrscheinlichkeit für ausgeprägtere Schichtung aber rapide abnimmt. An Positionen, wo Flammen abseits der potenziellen Stratifizierungsgebiete, d.h. abseits der Mischungs-zonen, brennen, spielen Stratifizierungseffekte allenfalls eine untergeordnete Rolle. Inwieweit diese eine Rolle für die Simulation reaktiver Strömungen spielen, hängt dann auch davon ab, inwieweit sie auf dem numerischen Gitter diskretisiert werden.

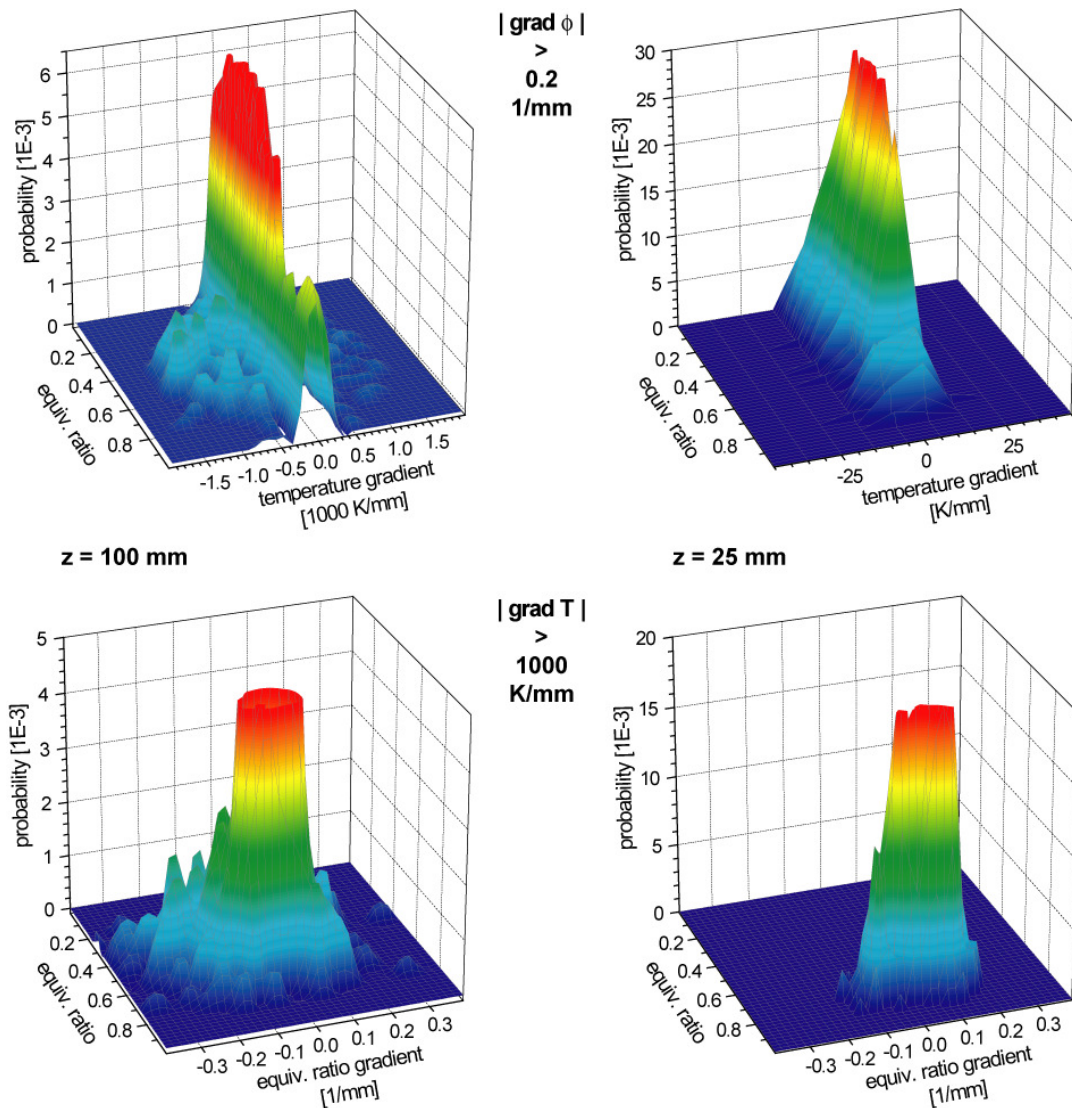


ABBILDUNG 4.23 – Konditionierte Wahrscheinlichkeitsverteilungen in der Konfiguration TSF\_A\_r in axialen Abständen  $z$  zur Düse von 100 mm (links) und 25 mm (rechts). Zum einen ist die gebundene Verteilung des Äquivalenzverhältnisses und des Temperaturgradienten für Stichproben mit hohem Gradienten des Äquivalenzverhältnisses ( $|\text{grad } \phi| > 0.2 \text{ mm}^{-1}$ ) gezeigt (oben, unterschiedliche Skalierung!), zum anderen die des Äquivalenzverhältnisses und seines Gradienten konditioniert auf hohe Temperaturgradienten ( $|\text{grad } T| > 1000 \text{ K/mm}$ , unten). Jede Verteilung enthält etwa 1000 Punkte aus dem gesamten reagierenden Radialbereich. Rausch-Artefakte sind auf die geringe Statistik zurückzuführen.

TABELLE 4.2 – Anteile signifikant stratifizierter Flammen mit verschiedenen Kombinationen der Richtung des Temperatur ( $T$ )- und Äquivalenzverhältnis ( $\phi$ )-Gradienten in der Konfiguration TSF\_A\_r in 100 mm Düsenabstand. Ein negativer Gradient steht dabei für von innen nach außen brennende Flammen und einer nach außen hin magereren Schichtung.

	negativer $\phi$ -Gradient	positiver $\phi$ -Gradient
negativer $T$ -Gradient	81.5 %	2.5 %
positiver $T$ -Gradient	8.5 %	7.5 %

## 5 ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Die vorliegende Arbeit bietet detaillierte Informationen über die Strukturen turbulenter vorgemischter und teilweise stratifizierter Flammen. Die experimentellen Ergebnisse dienen primär zur Validierung numerischer Modelle der Vormischverbrennung im Kontext der Grobstruktur-Simulation. Des Weiteren sollten die Effekte der Stratifizierung auf die Verbrennung und etwaige Implikationen für die Modellierung untersucht werden.

Hierzu wurden zunächst obligatorische und fakultative Anforderungen an Verbrennungsexperimente für die Modellvalidierung aufgezeigt. Diese umfassen Aspekte des Messobjekts (des Brenners), der eingesetzten Messtechniken und der Durchführung und Auswertung der Messungen. In diesem Kontext wurden die Charakteristika der durchgeführten Experimente diskutiert.

Die Grundlagen und die experimentelle Implementierung der eingesetzten diagnostischen Methoden der Laser-Doppler-Anemometrie, der *Particle Image Velocimetry* und der kombinierten Raman/Rayleigh-Streuung wurden vorgestellt und Fehlerquellen aufgezeigt. Zur Abschätzung der Genauigkeit und Präzision der Messungen wurden ausführliche Sensitivitätsanalysen durchgeführt.

Die Apparatur zur Raman/Rayleigh-Streuung wurde optimiert und in einen komplexen Prüfstand integriert. Der Prüfstand selbst wurde für eine zuverlässige und bedienungsfreundliche Datenakquisition ausgelegt und stellt die für die Durchführung der Messungen essentiellen Randbedingungen bereit. Er beinhaltet insbesondere computergestützte Systeme zur Steuerung und Positionierung des Brenners, Überwachung und Steuerung der Messtechnik, instantanen Messdaten-Visualisierung und automatisierten Protokollierung.

Nicht weniger als 12 reagierende und 8 komplementäre isotherme Strömungskonfigurationen wurden definiert und experimentell charakterisiert. Mit Laser-Doppler-Anemometrie wurden systematisch Karten der Momente der Axial- und Radialgeschwindigkeiten erstellt sowie punktuell integrale Zeitmaße bestimmt. Die *Particle Image Velocimetry* diente der Bestimmung von 2-dimensionalen Feldern der Geschwindigkeit und der Wirbelstärke sowie integralen Längenmaßen ausgewählter Konfigurationen. Es wurde zudem die Möglichkeit aufgezeigt, aus zeitlich korrelierten Messungen zeitliche Korrelationen und integrale Zeitmaße zu bestimmen. An der „Basis“-Konfiguration wurden mithilfe der Raman/Rayleigh-Streuung mittlere Profile der Temperatur, der Hauptspezies-Stoffmengenanteile und des Äquivalenzverhältnisses bestimmt. Eine Vielzahl statistischer Aufbereitungen in Form von Wahrscheinlichkeitsverteilungen und konditionierten Statistiken komplementiert die Daten und zeigt Möglichkeiten des statistischen Vergleichs zwischen Experiment und Simulation auf.

Auf Basis der gewonnenen Informationen wurden die Konfigurationen in das Regime-Diagramm der turbulenten Verbrennung eingeordnet. Sie liegen vornehmlich im Bereich der dünnen Reaktionszonen, mit Überlappung in die Bereiche der gewellten Flammenfronten und der aufgebrochenen Reaktionszonen.

Anhand des Vergleichs einzelner Konfigurationen wurden die Auswirkungen der chemischen Reaktion, der Strömungsgeschwindigkeit, der Stratifizierung, der Scherung und des Brennstoffes auf die Eigenschaften des Strömungsfeldes analysiert. Diese Parametervariationen dienen vor allem zur Generierung einer breiten Datenbasis für die Modellvalidierung.

Die detaillierte Analyse der „Basis“-Konfiguration zeigte, dass deren Struktur durch starke Intermittenz und großskalige Strukturen geprägt wird. Während für düsennahe Positionen die Verbrennung in weitestgehend homogenen Mischungen stattfindet, ist für größere Düsenabstände häufig moderate Stratifizierung im Bereich von Flammenfronten anzutreffen. Die Flammen brennen dabei bevorzugt in Richtung des mageren Gemisches.

Skalaruntersuchungen der weiteren Konfigurationen können dazu beitragen, die Auswirkungen von Stratifizierung besser zu verstehen und zu quantifizieren. Insbesondere Konfiguration TSF\_L\_r mit einer Fett-Mager-Schichtung verspricht, der Betrachtung weitere Aspekte hinzuzufügen, da hier der Äquivalenzverhältnis-Bereich erweitert ist und zusätzlich Mischung und Stratifizierung zwischen brennstoffhaltigem Abgas und Frischgas oder Sekundärluft auftreten könnte. Die Konfiguration TSF\_J\_r mit invertierter Stratifizierung lässt erwarten, dass die bei der „Basis“-Konfiguration selten beobachtete Propagation der Flammenfronten von magerem in brennstoffreicheres Gemisch häufiger vorkommt.

## ANHANG

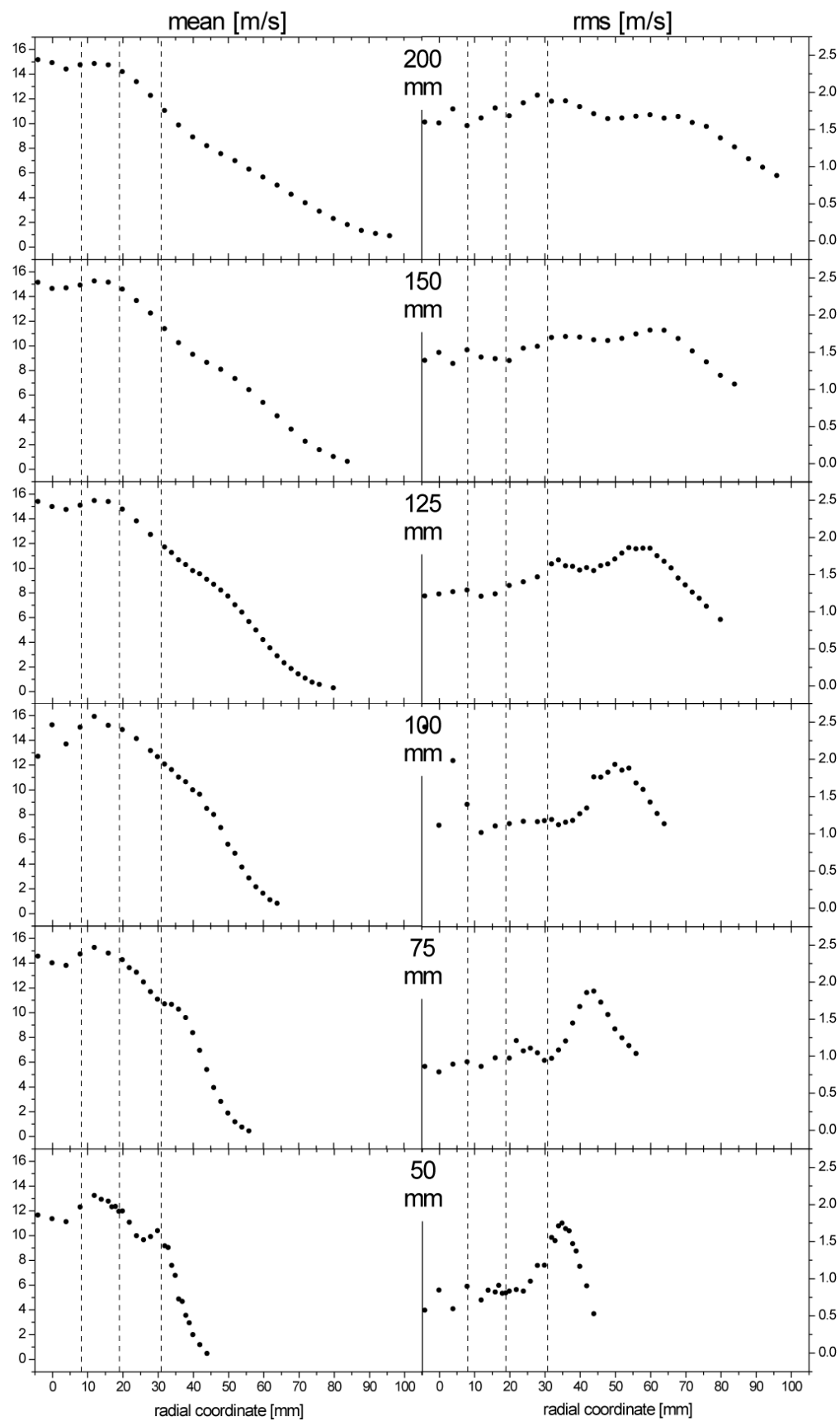
### a Radialprofile der untersuchten Konfigurationen

Die nachfolgenden Abbildungen zeigen jeweils Radialprofile der Mittelwerte (linke Spalte) und Standardabweichungen (rechte Spalte) der Geschwindigkeitskomponenten in unterschiedlichen Höhen über der Brennerdüse, sortiert nach Konfigurationen. Die senkrechten gestrichelten Linien deuten die Position der Rohrwände des Brenners an.

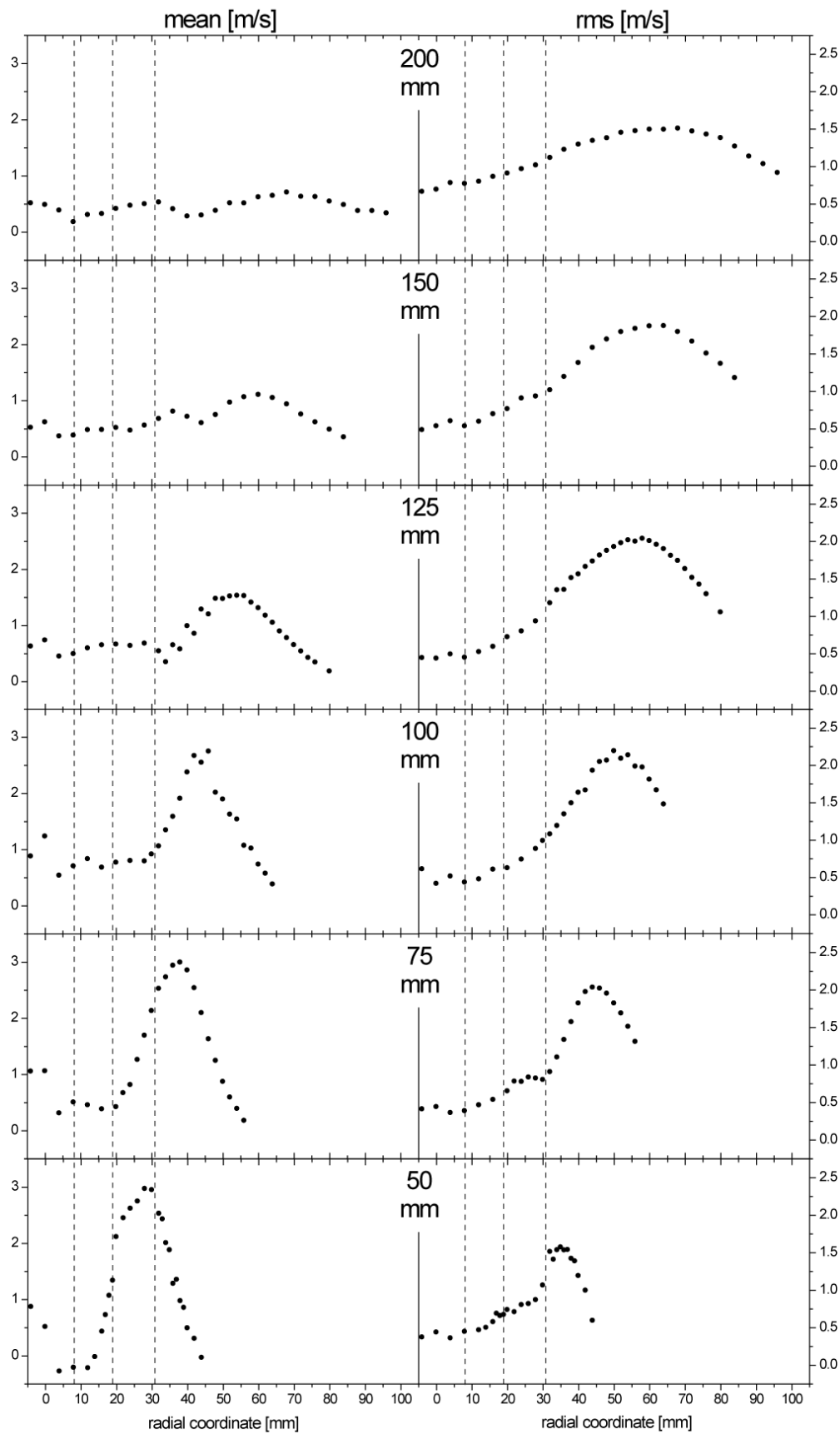
a.1	TSF_A_r _____	117
a.2	TSF_A_i1_____	119
a.3	TSF_A_i2_____	121
a.4	TSF_B_r _____	123
a.5	TSF_B_i1_____	125
a.6	TSF_B_i2_____	127
a.7	TSF_C_r _____	129
a.8	TSF_C_i1_____	131
a.9	TSF_D_r _____	133
a.10	TSF_D_i1 _____	135
a.11	TSF_E_r_____	137
a.12	TSF_F_r_____	139
a.13	TSF_G_r _____	141
a.14	TSF_H_r _____	143
a.15	TSF_I_r _____	145
a.16	TSF_J_r _____	147
a.17	TSF_J_i1 _____	149
a.18	TSF_J_i2 _____	151
a.19	TSF_K_r _____	152

## a.1 TSF\_A\_r

## Axialgeschwindigkeit

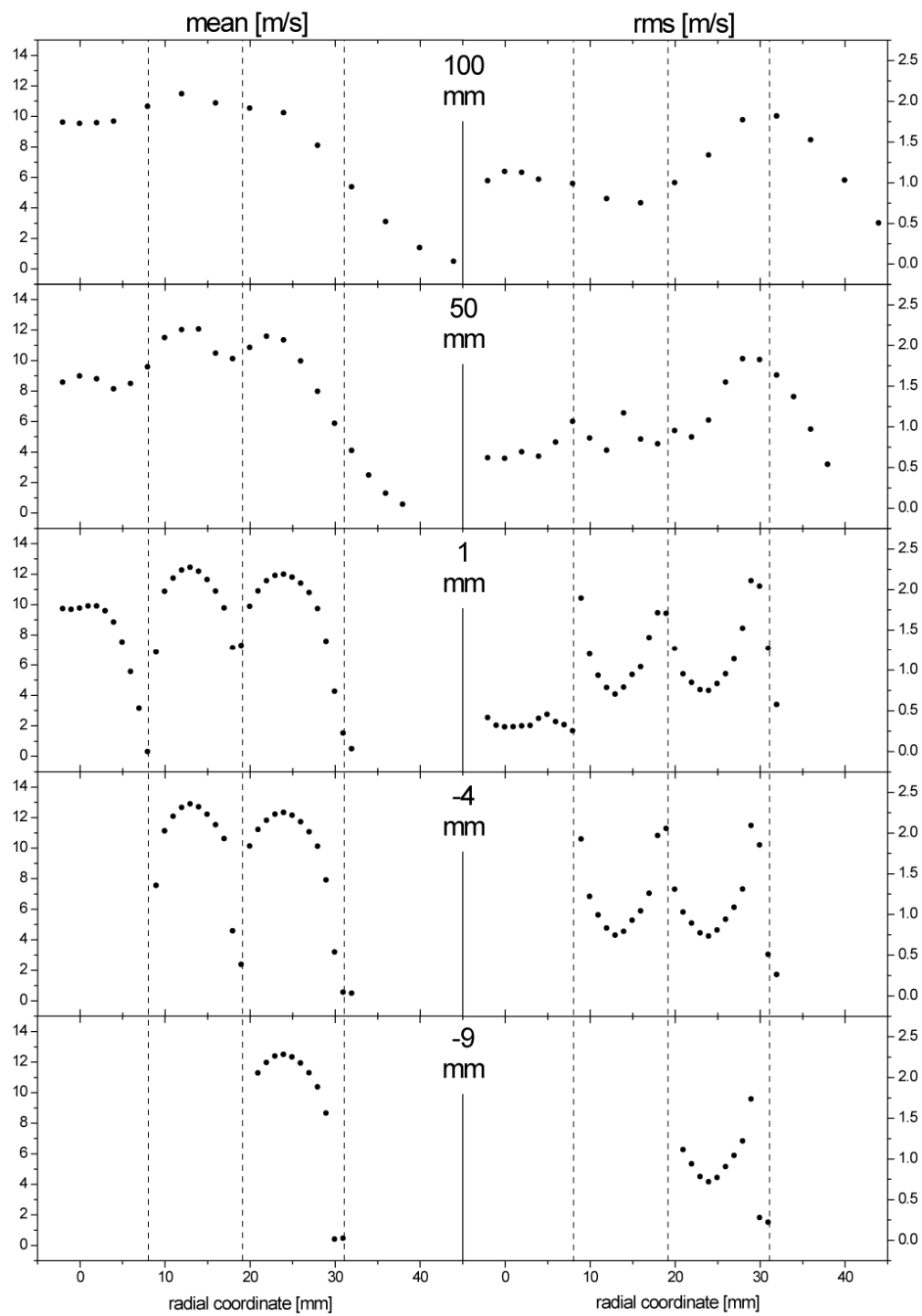


## Radialgeschwindigkeit

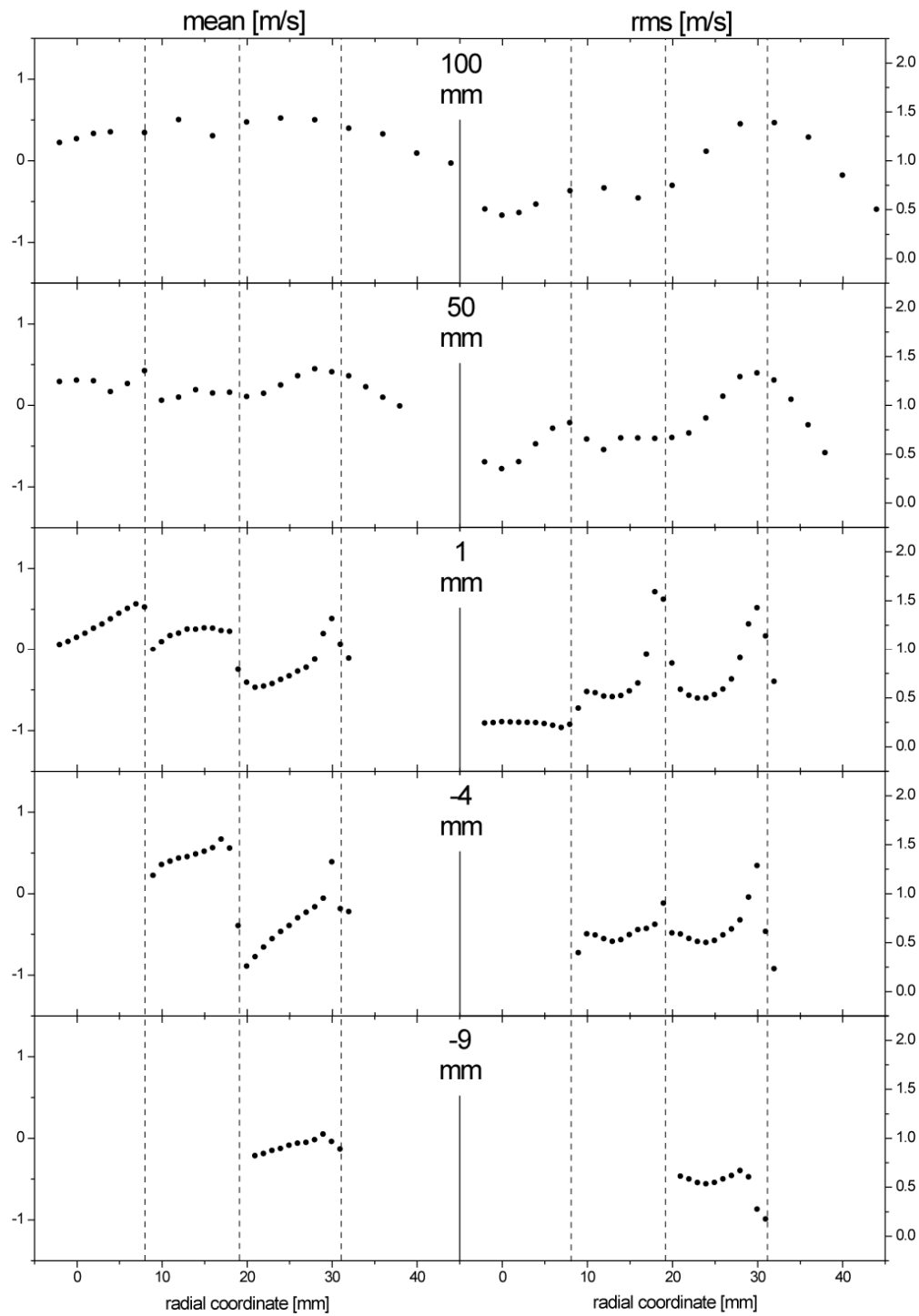


## a.2 TSF\_A\_i1

## Axialgeschwindigkeit

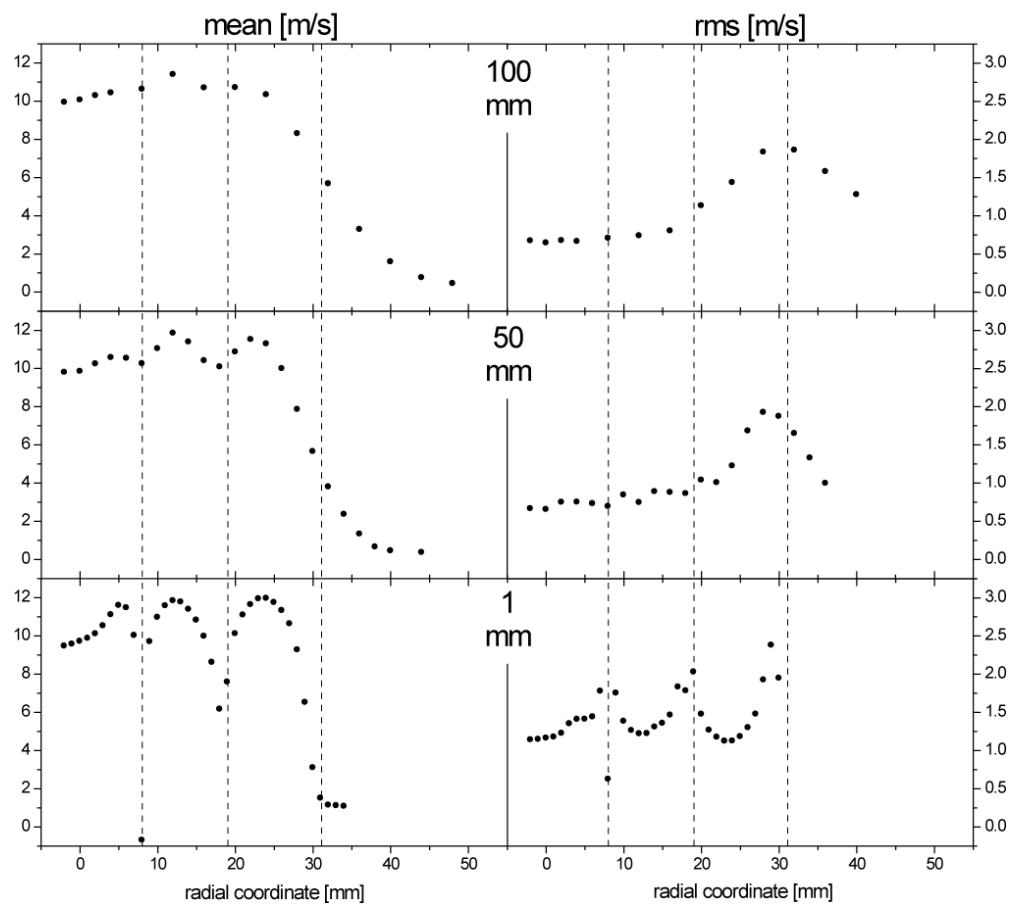




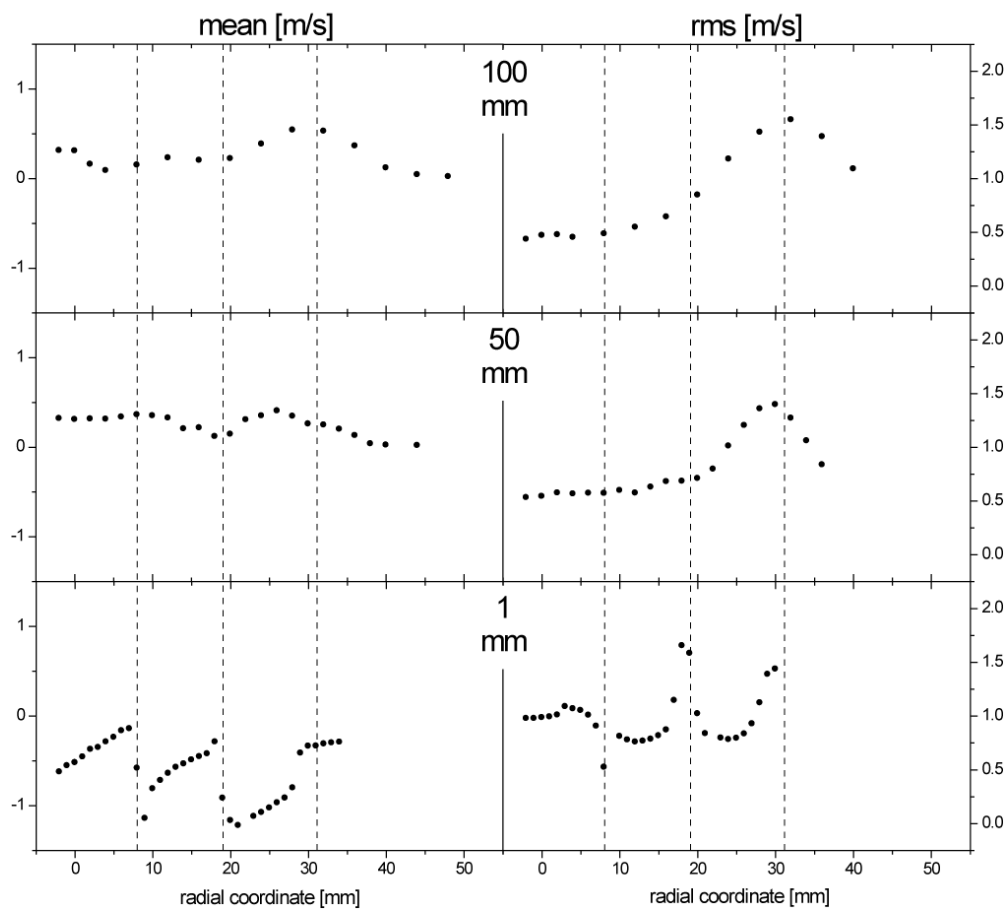
**Radialgeschwindigkeit**

## a.3 TSF\_A\_i2

## Axialgeschwindigkeit

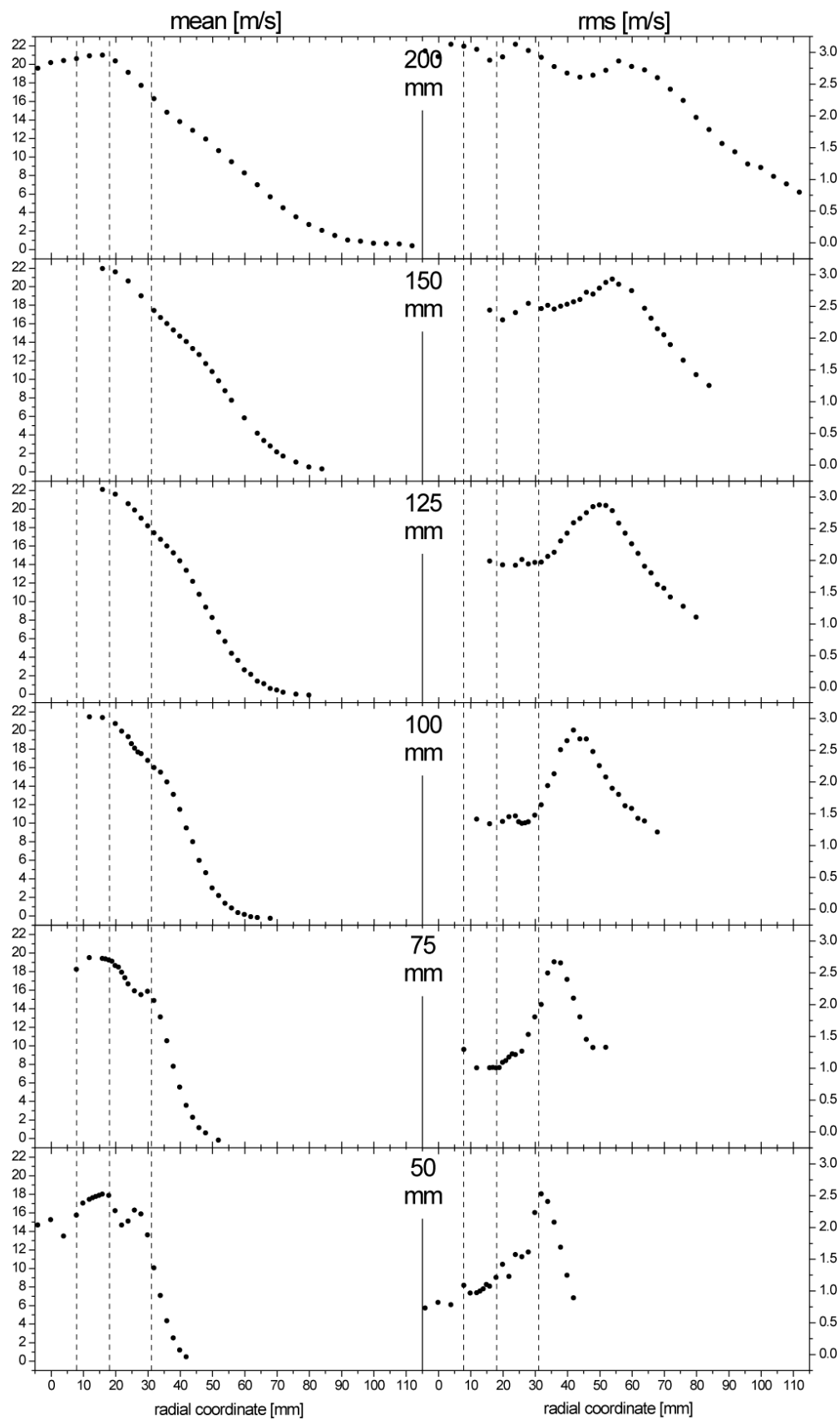


## Radialgeschwindigkeit

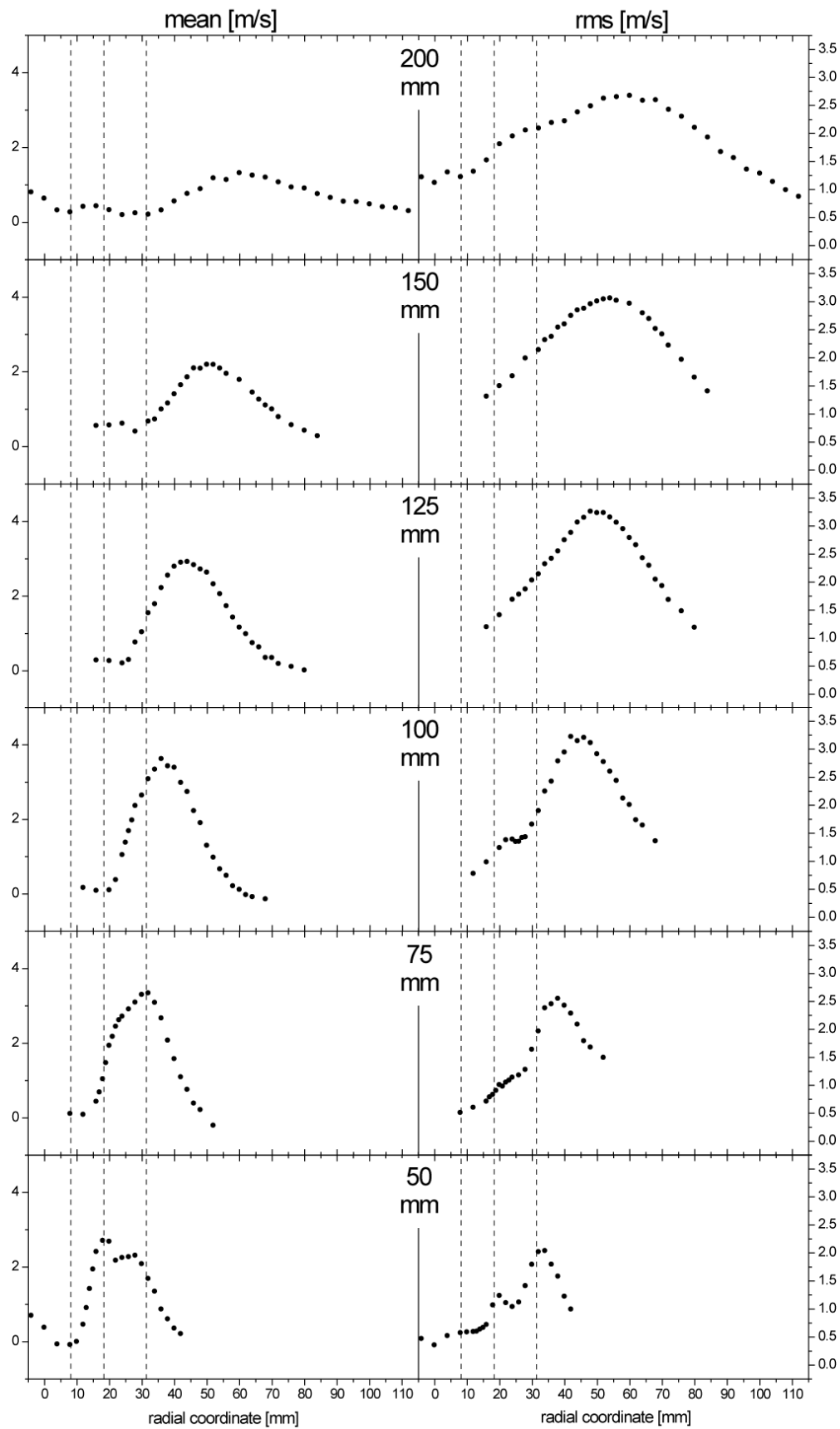


## a.4 TSF\_B\_r

## Axialgeschwindigkeit

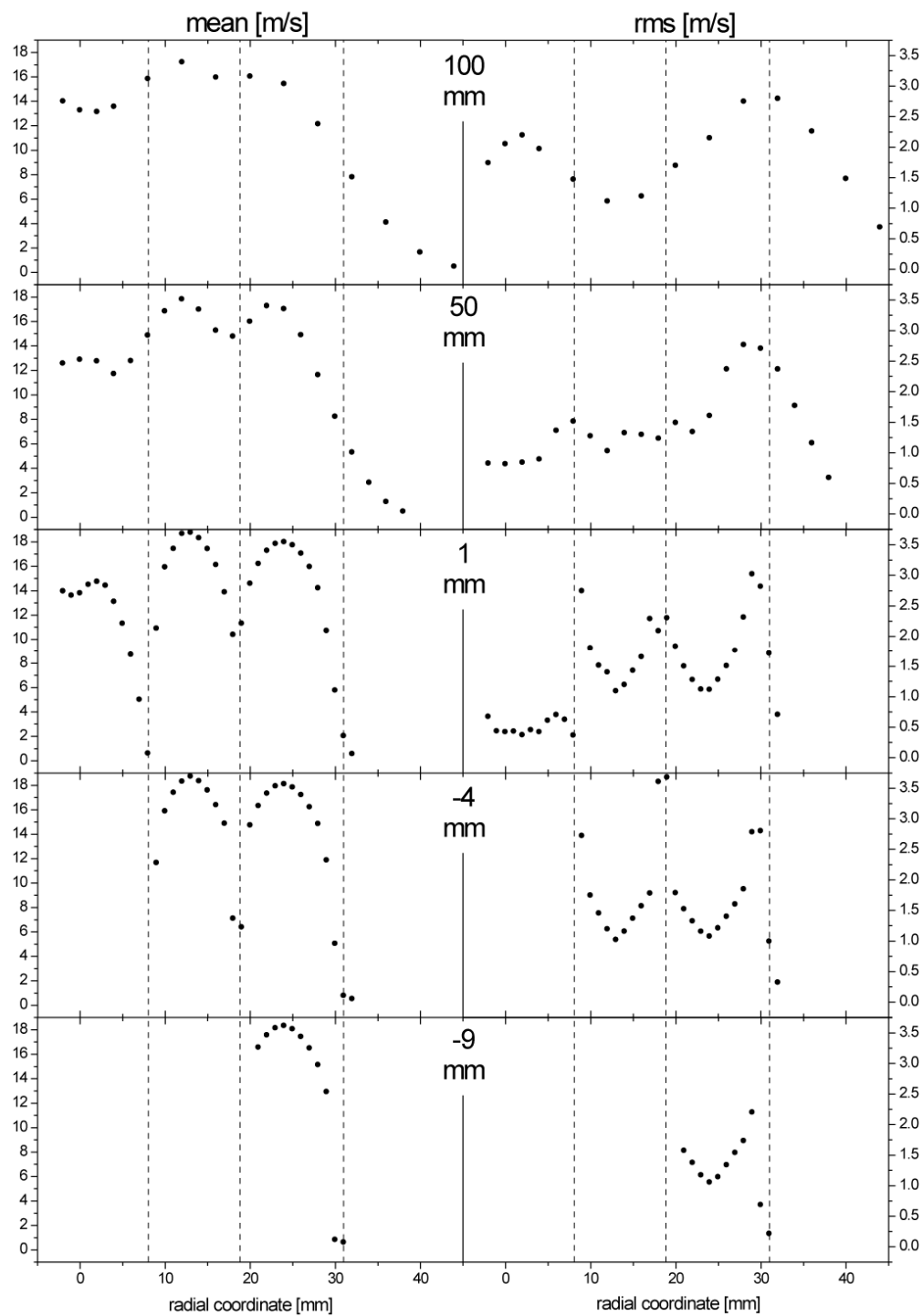


## Radialgeschwindigkeit

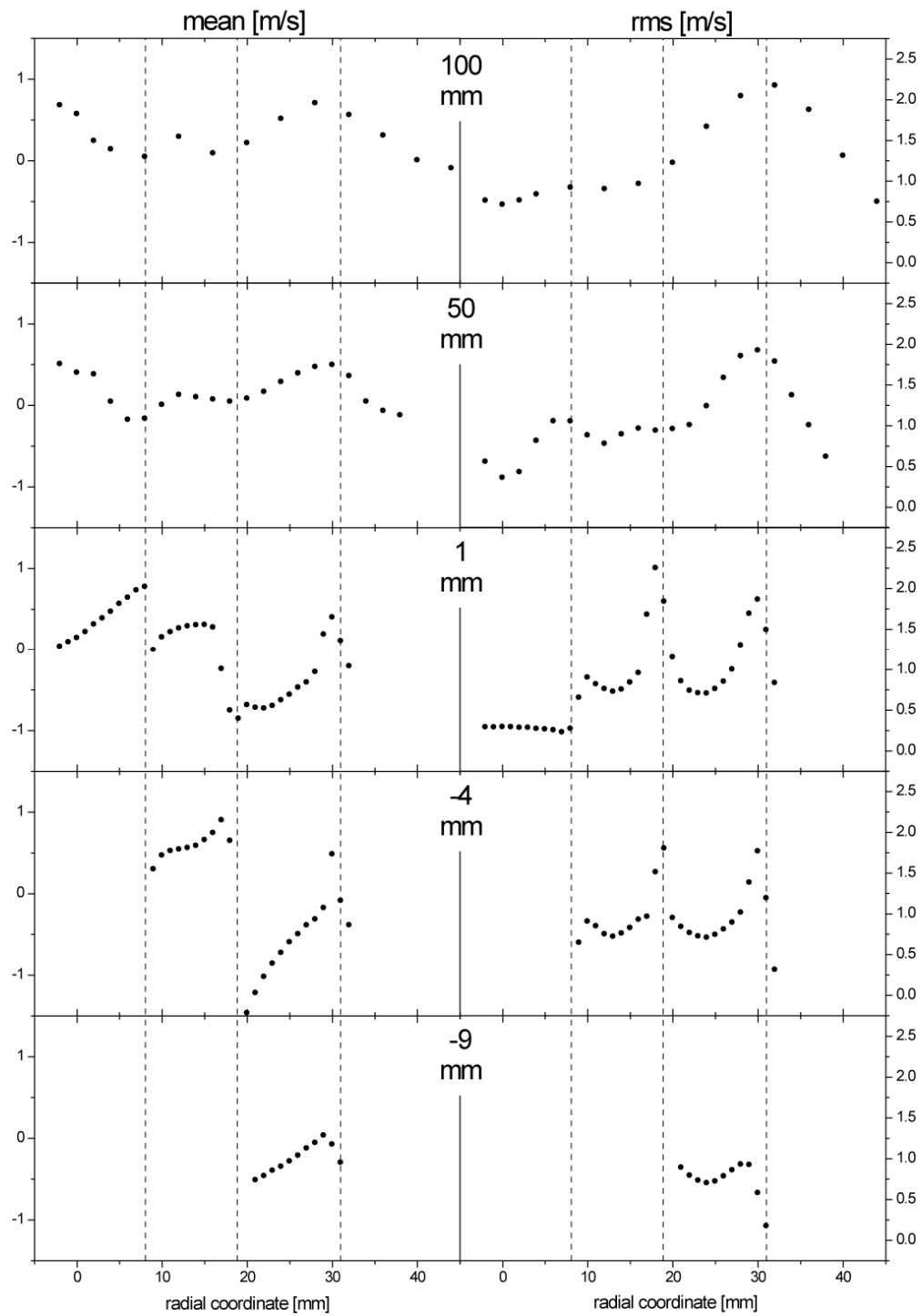


## a.5 TSF\_B\_i1

## Axialgeschwindigkeit

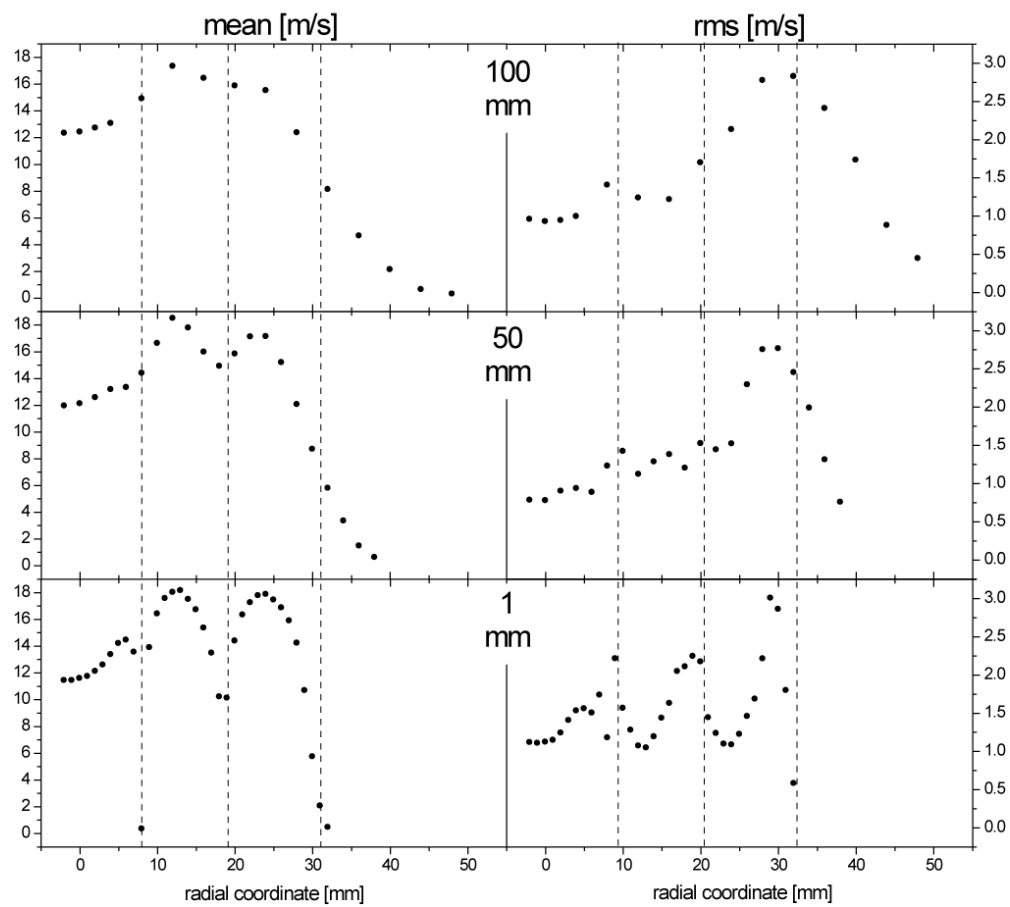


## Radialgeschwindigkeit



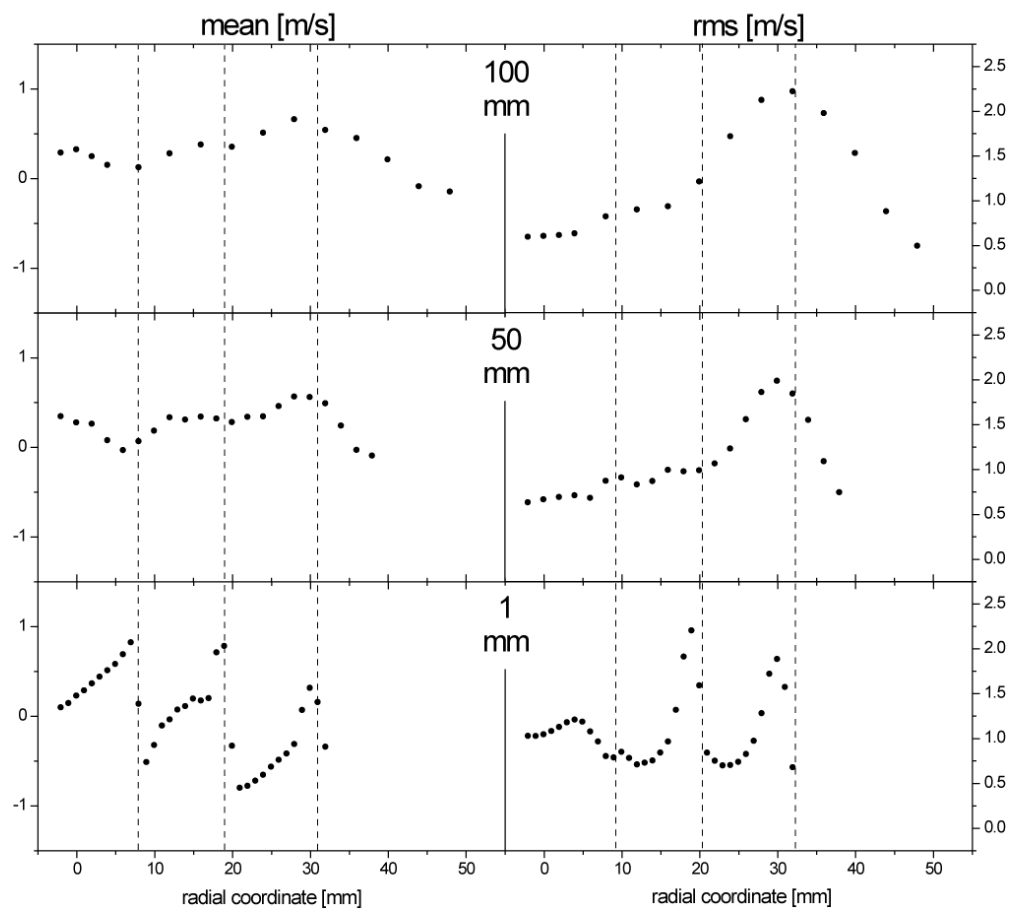
## a.6 TSF\_B\_i2

## Axialgeschwindigkeit



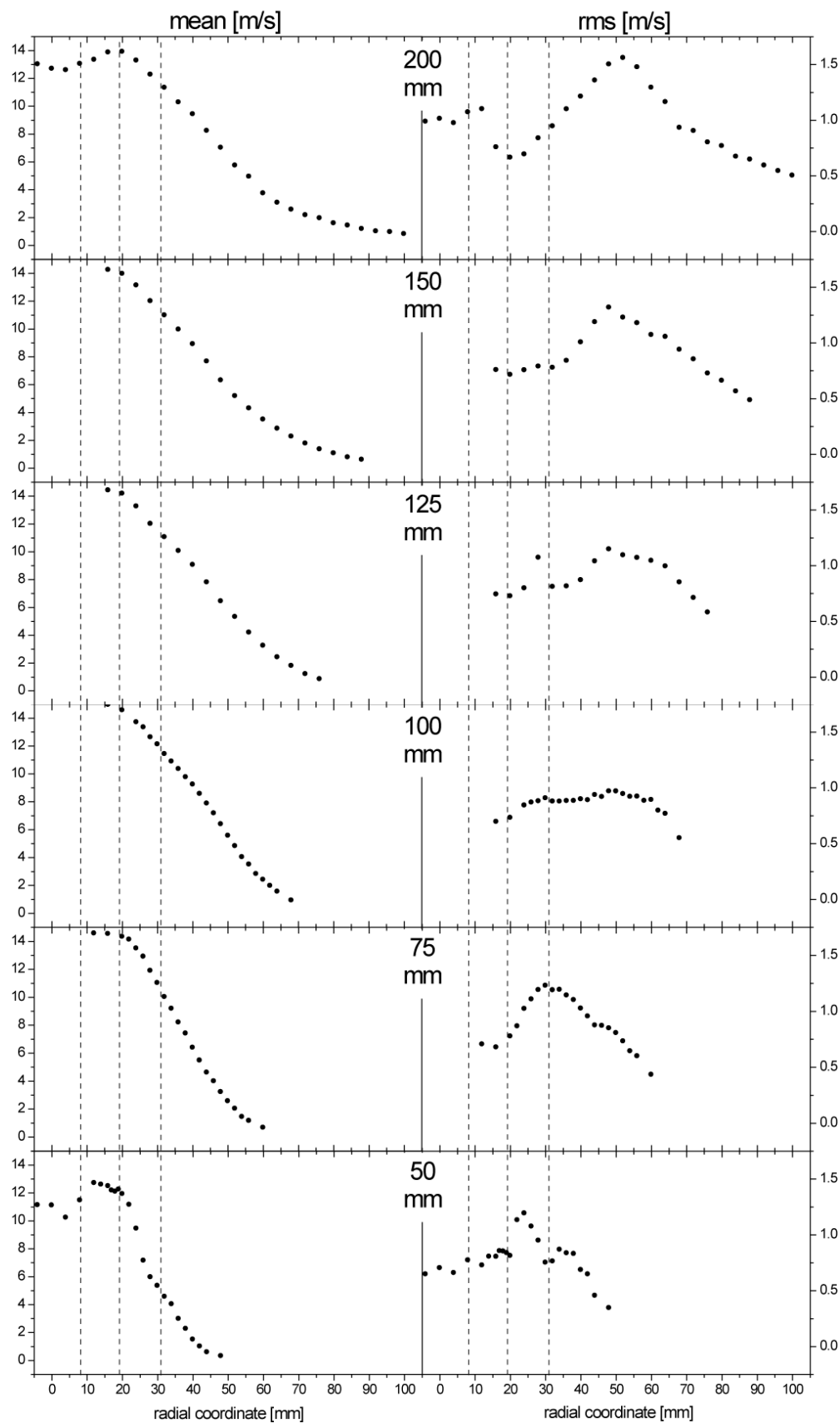


## Radialgeschwindigkeit

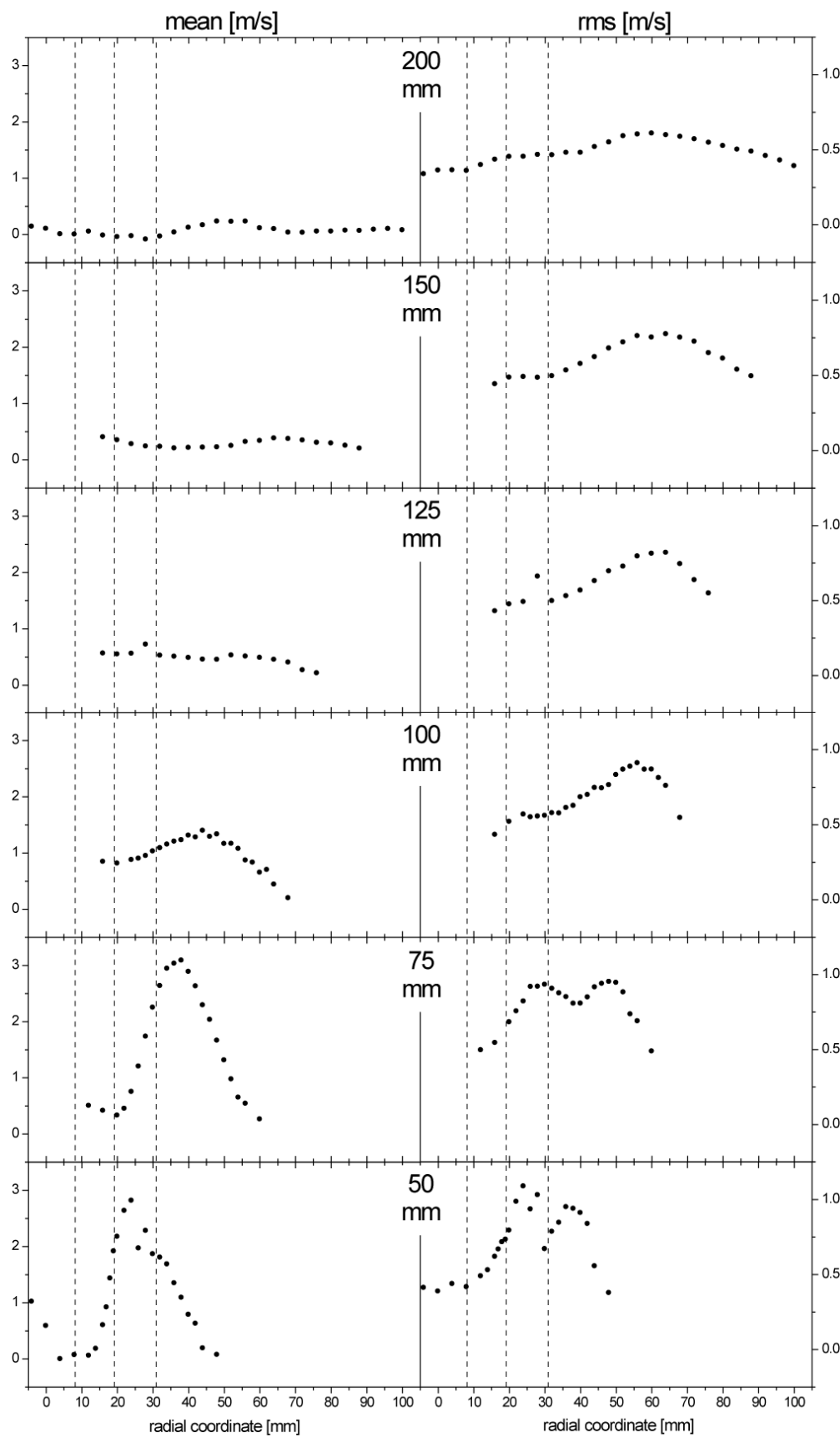


## a.7 TSF\_C\_r

## Axialgeschwindigkeit

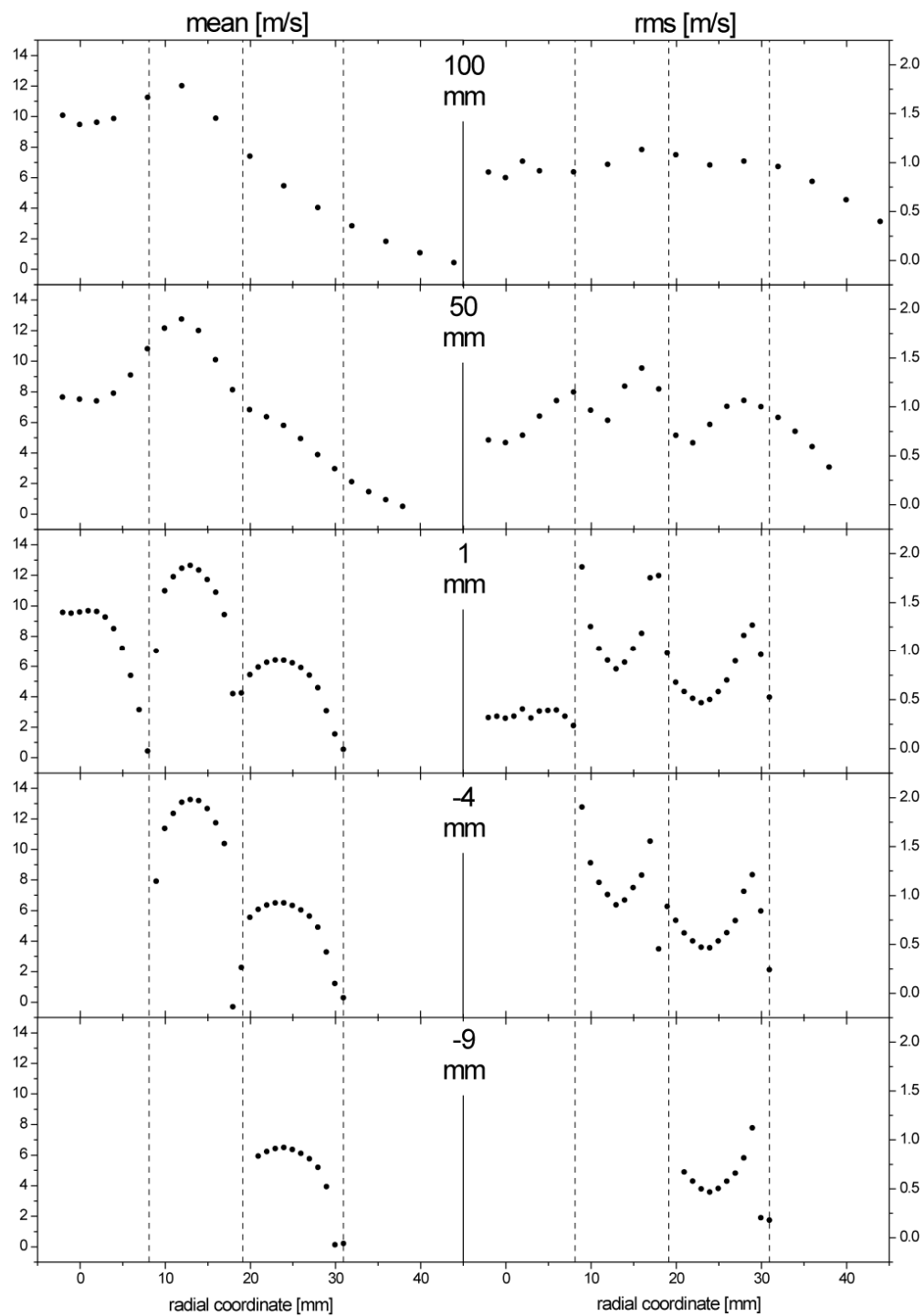


## Radialgeschwindigkeit

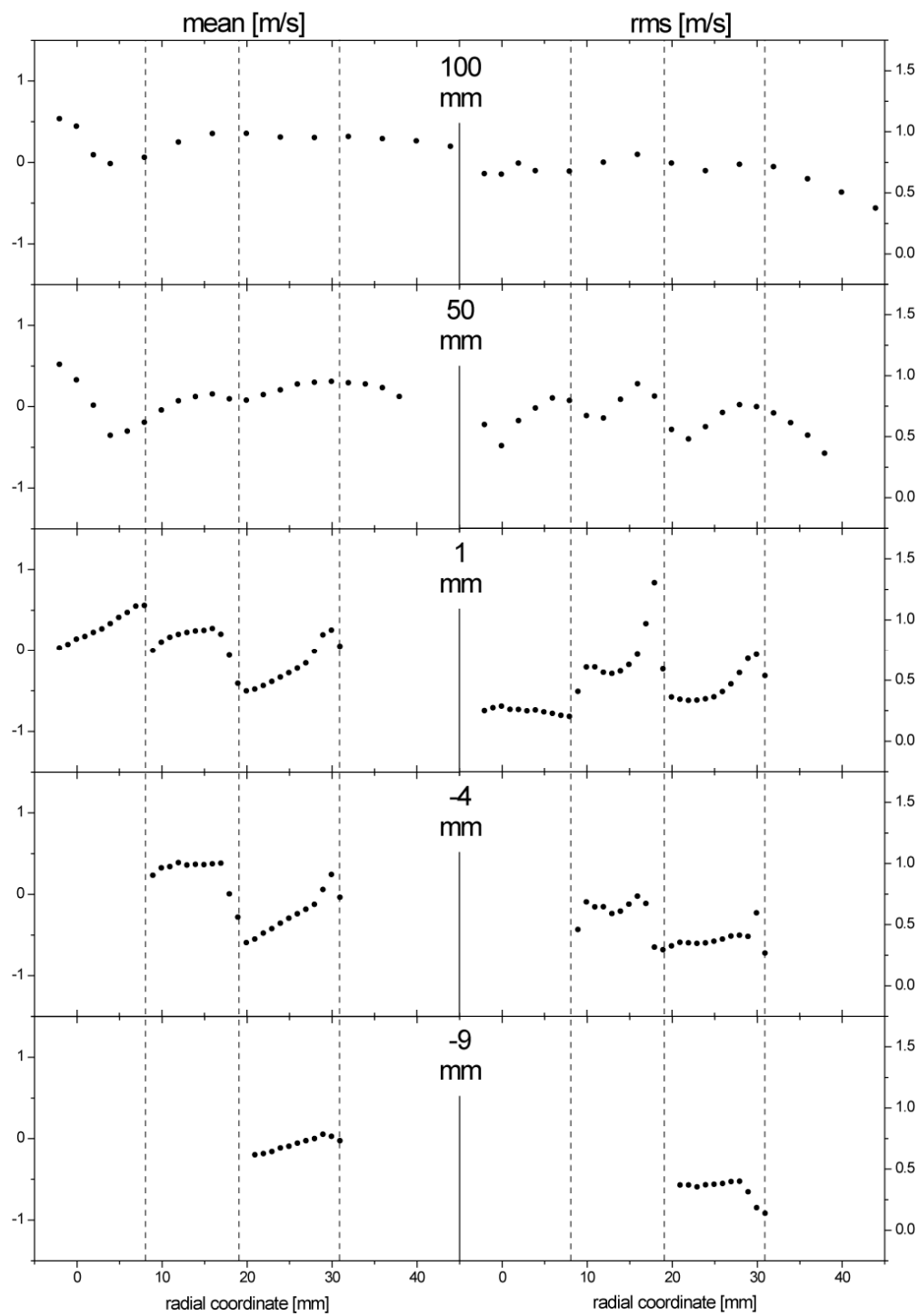


## a.8 TSF\_C\_i1

## Axialgeschwindigkeit

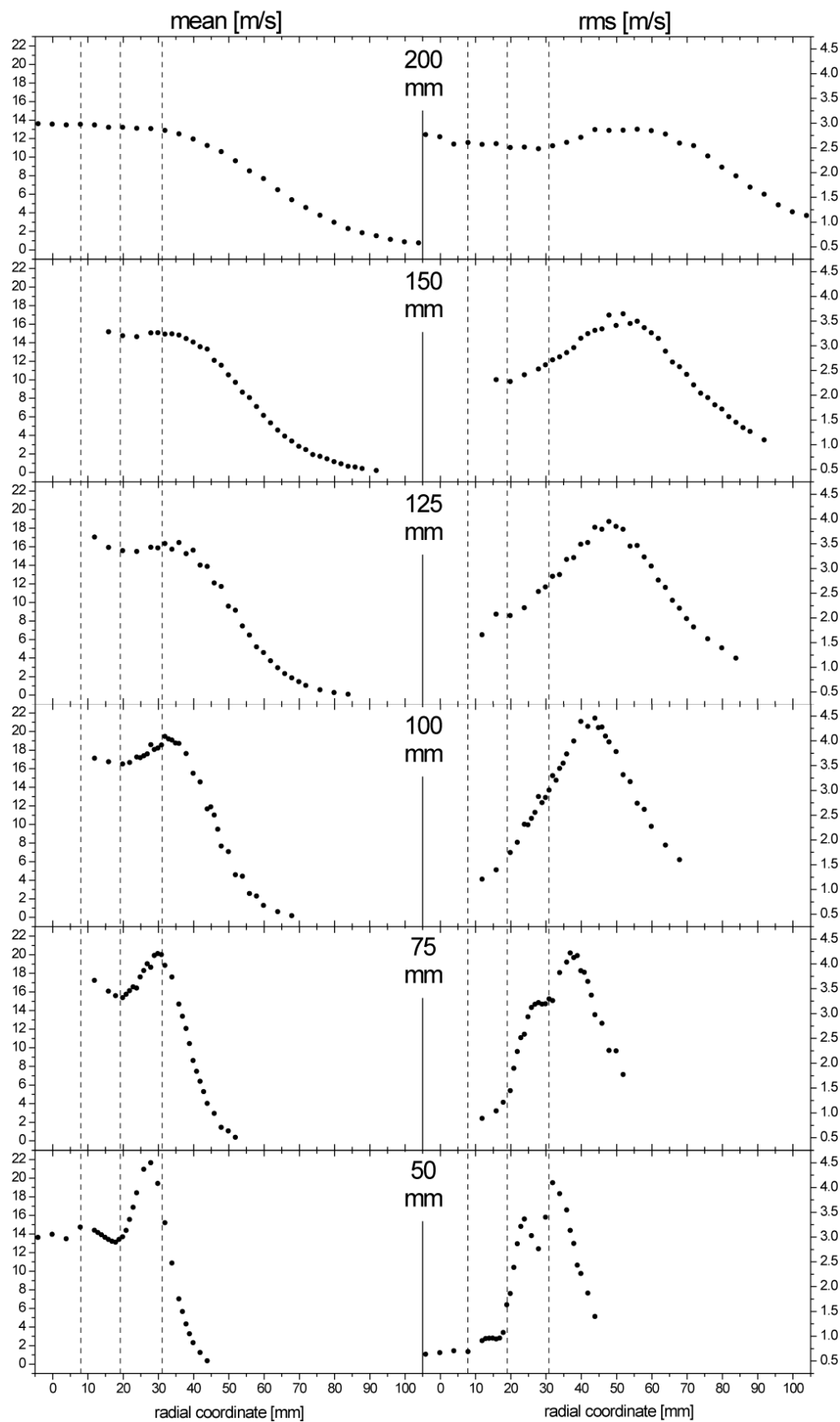


## Radialgeschwindigkeit

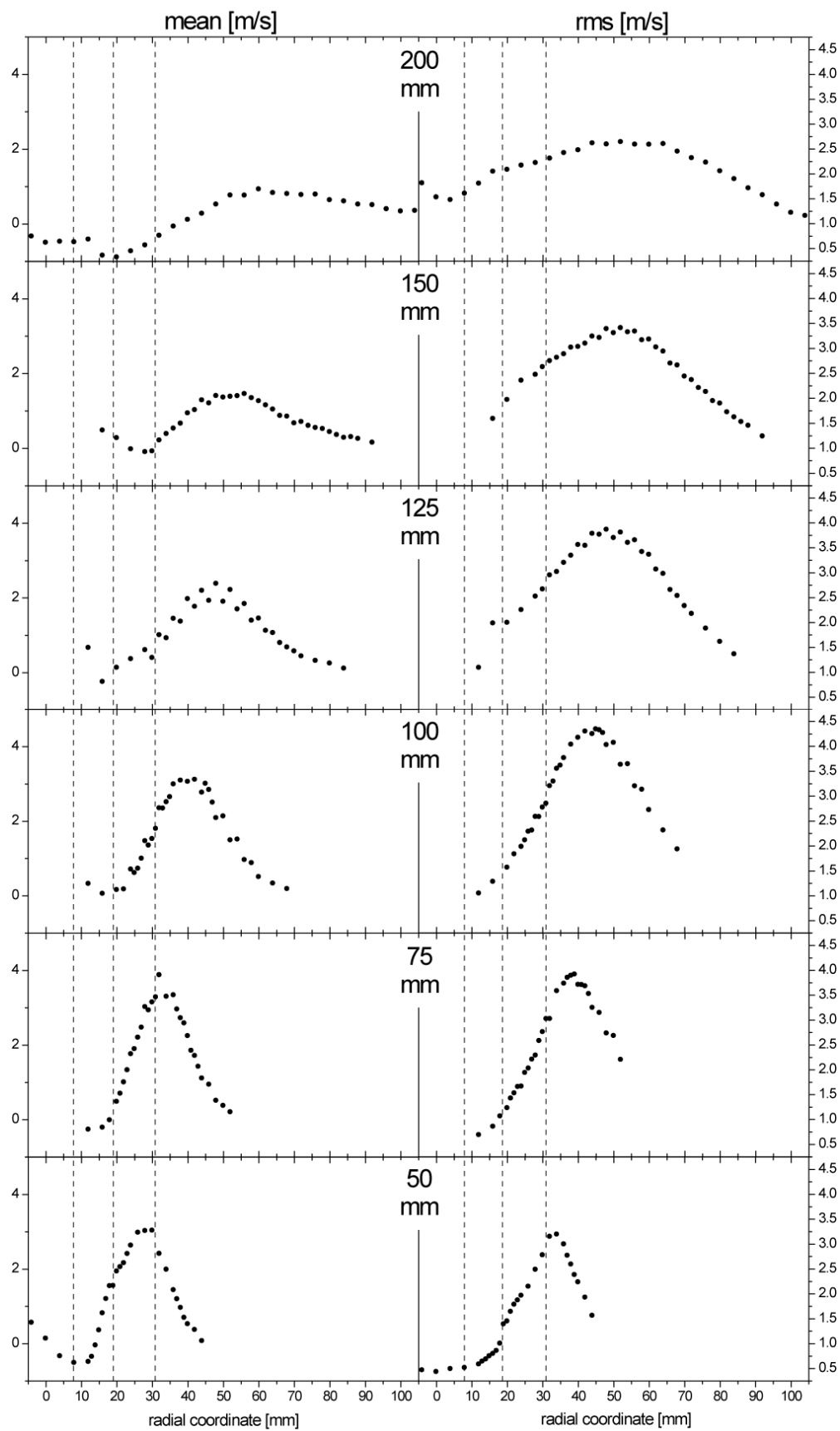


## a.9 TSF\_D\_r

## Axialgeschwindigkeit

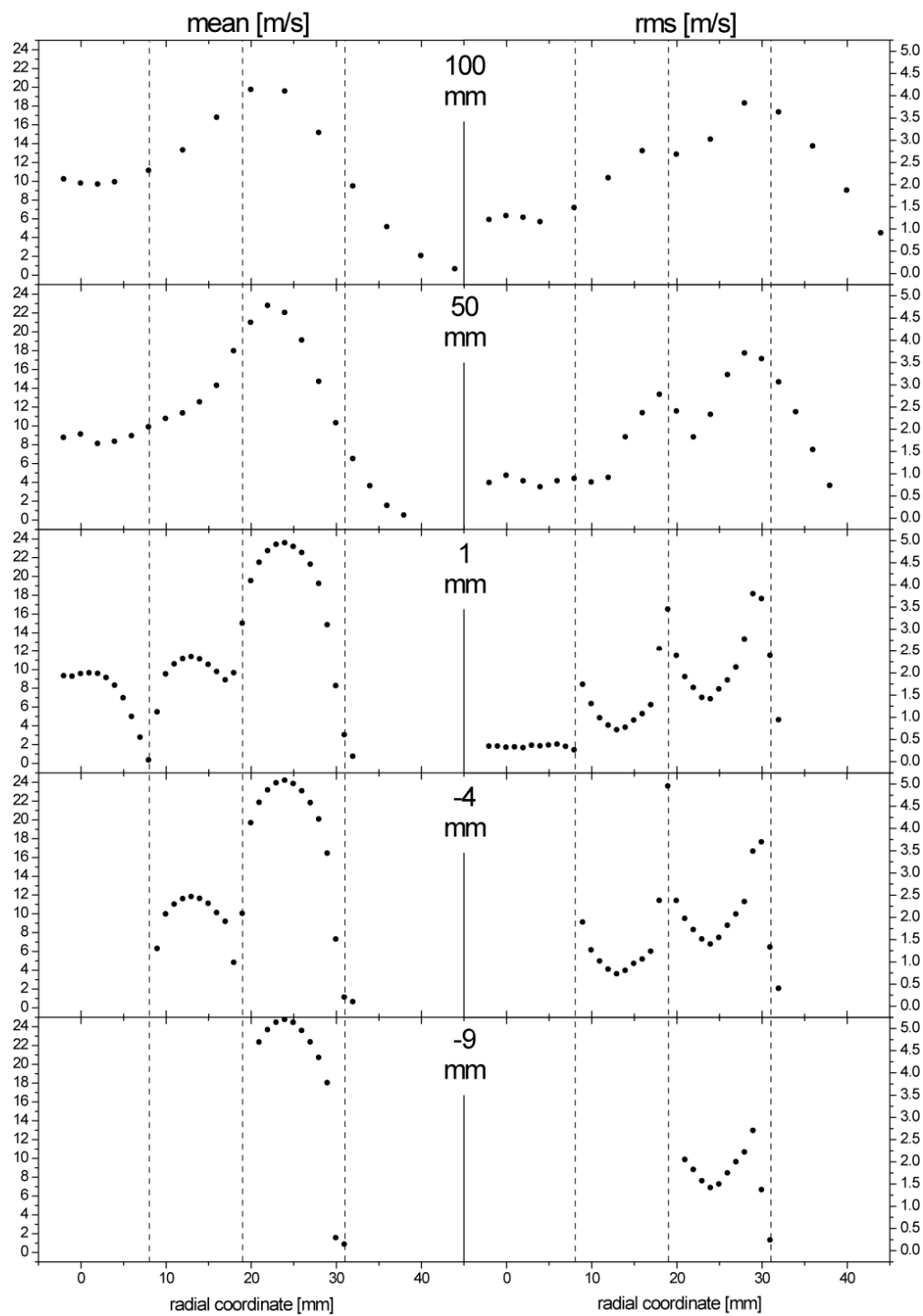


## Radialgeschwindigkeit

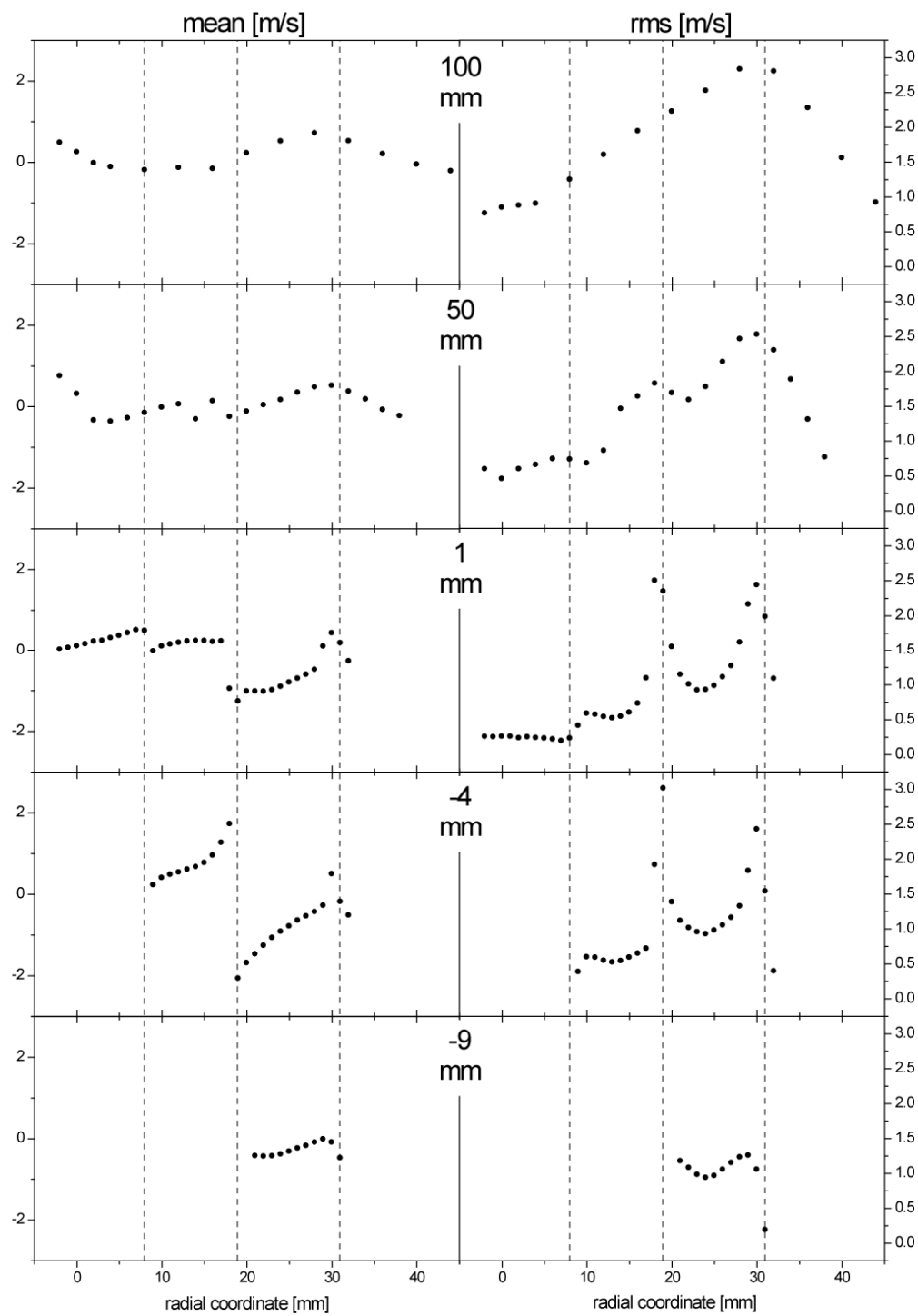


## a.10 TSF\_D\_i1

## Axialgeschwindigkeit

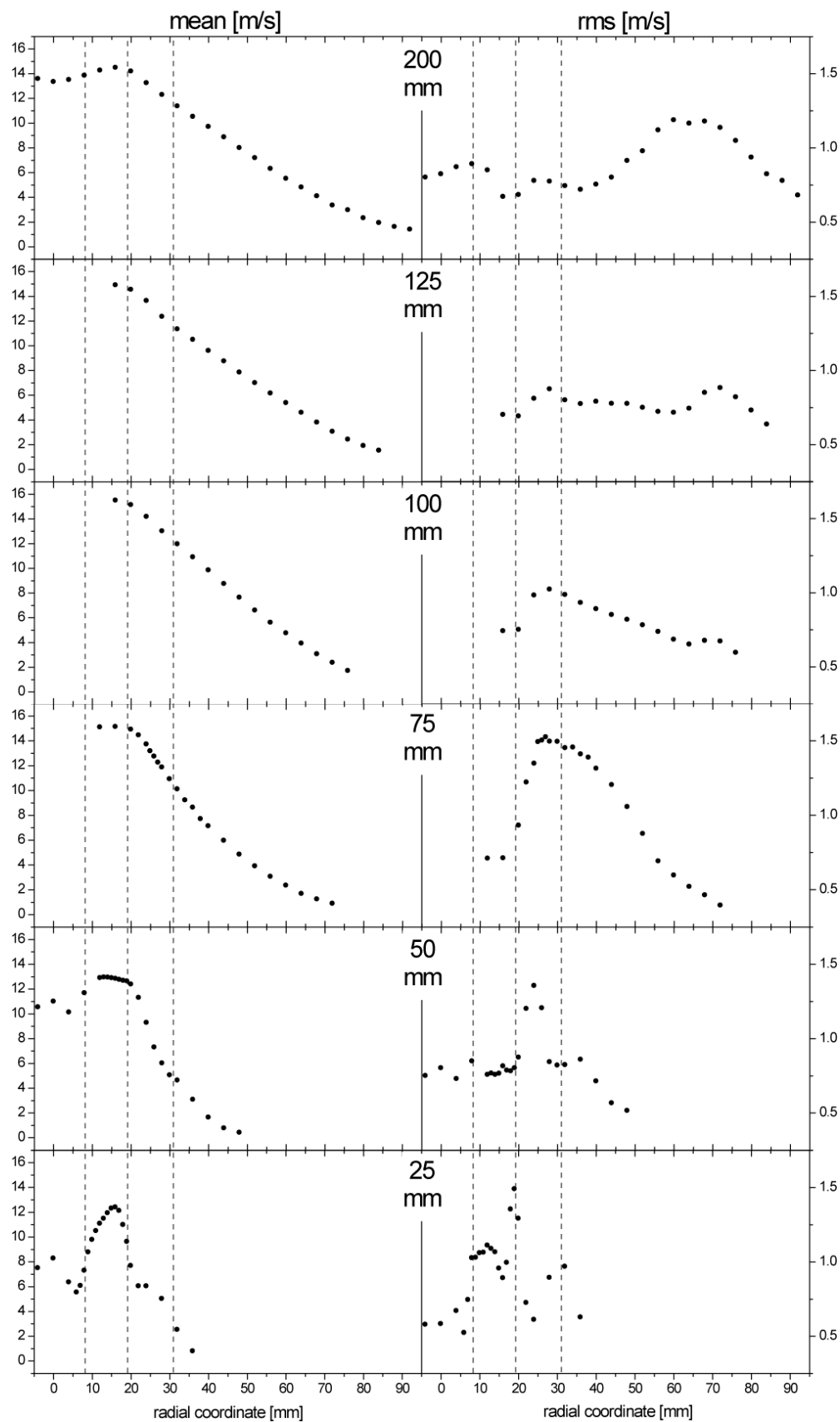




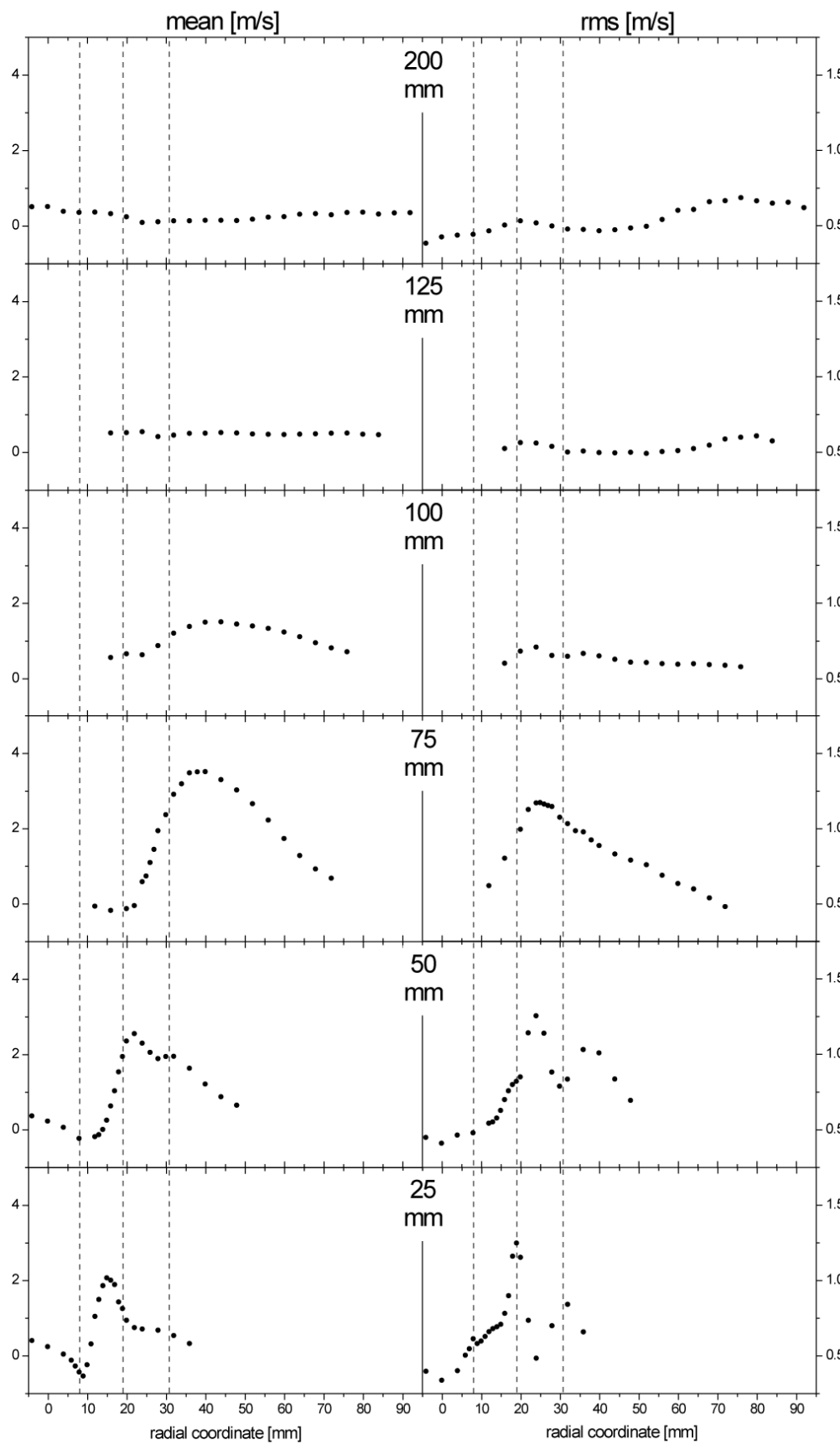
**Radialgeschwindigkeit**

## a.11 TSF\_E\_r

## Axialgeschwindigkeit

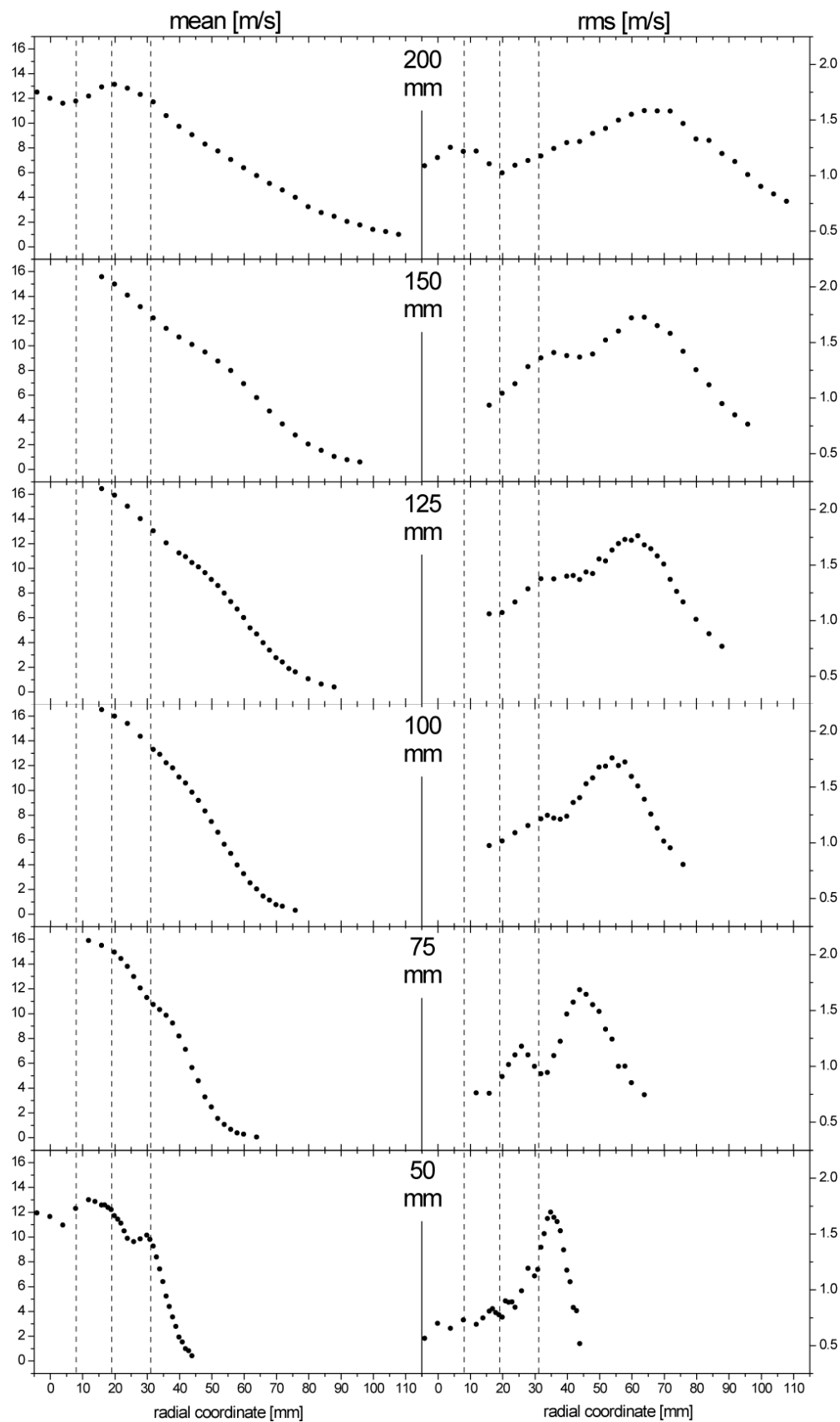


## Radialgeschwindigkeit

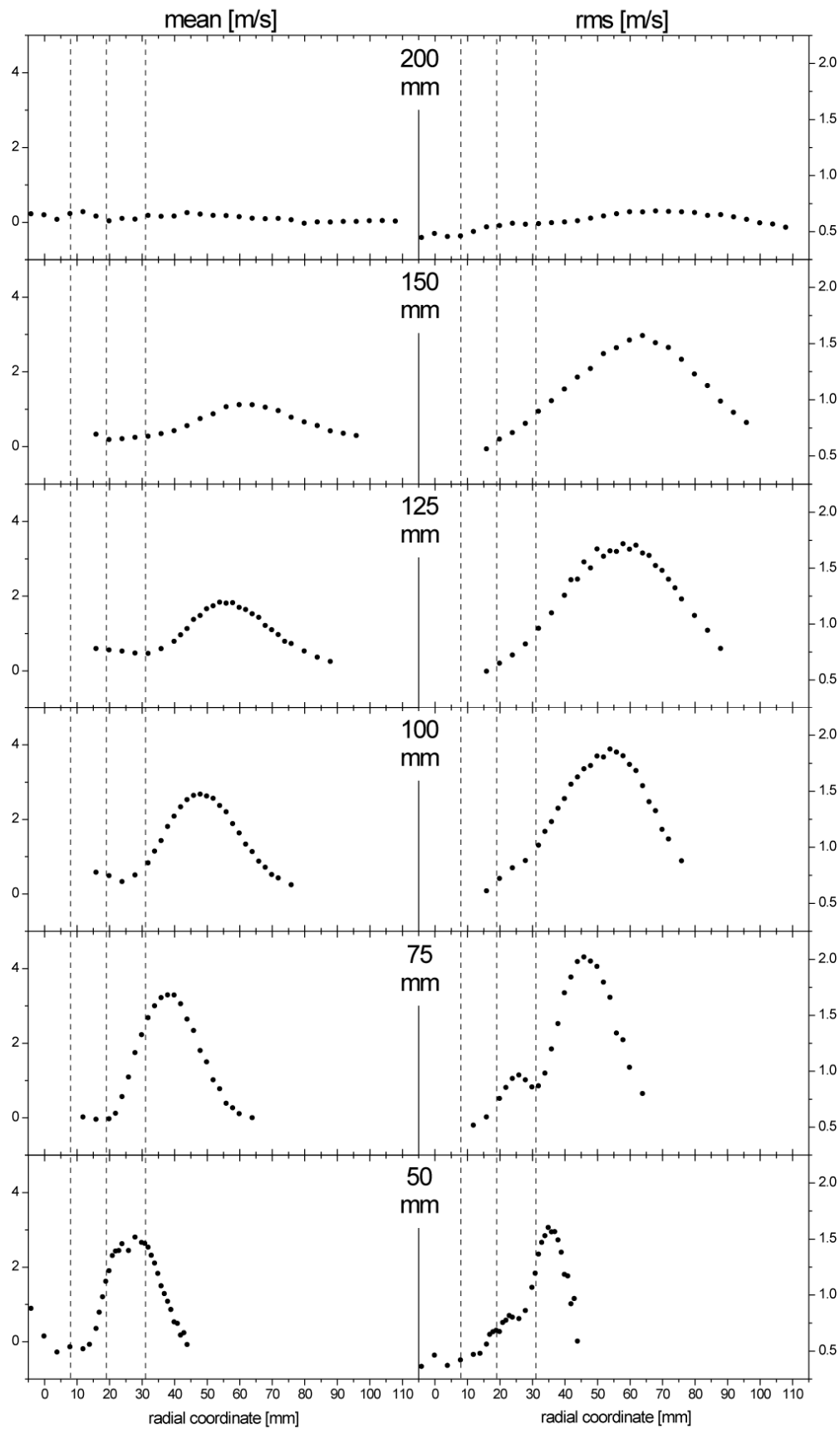


## a.12 TSF\_F\_r

## Axialgeschwindigkeit

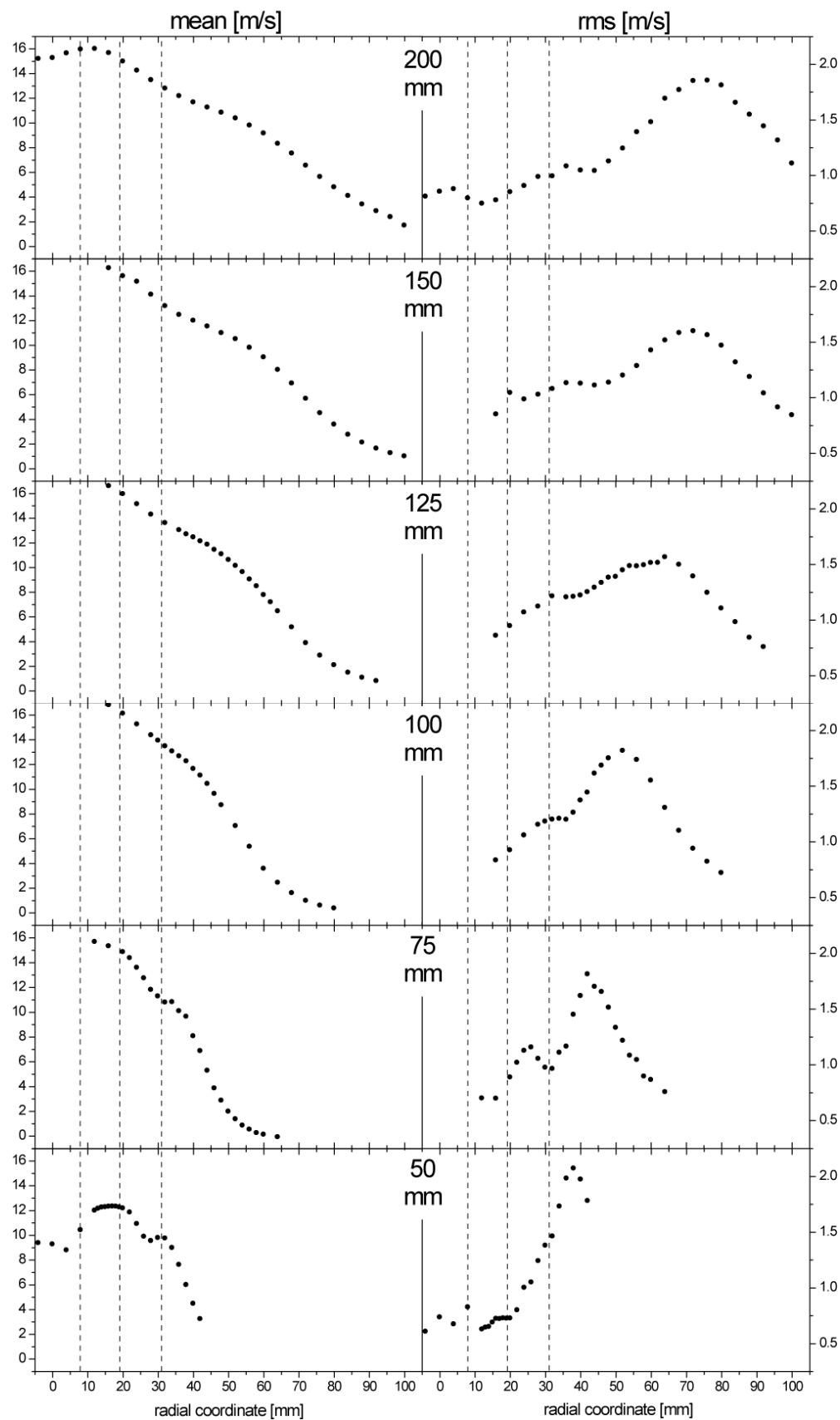


## Radialgeschwindigkeit

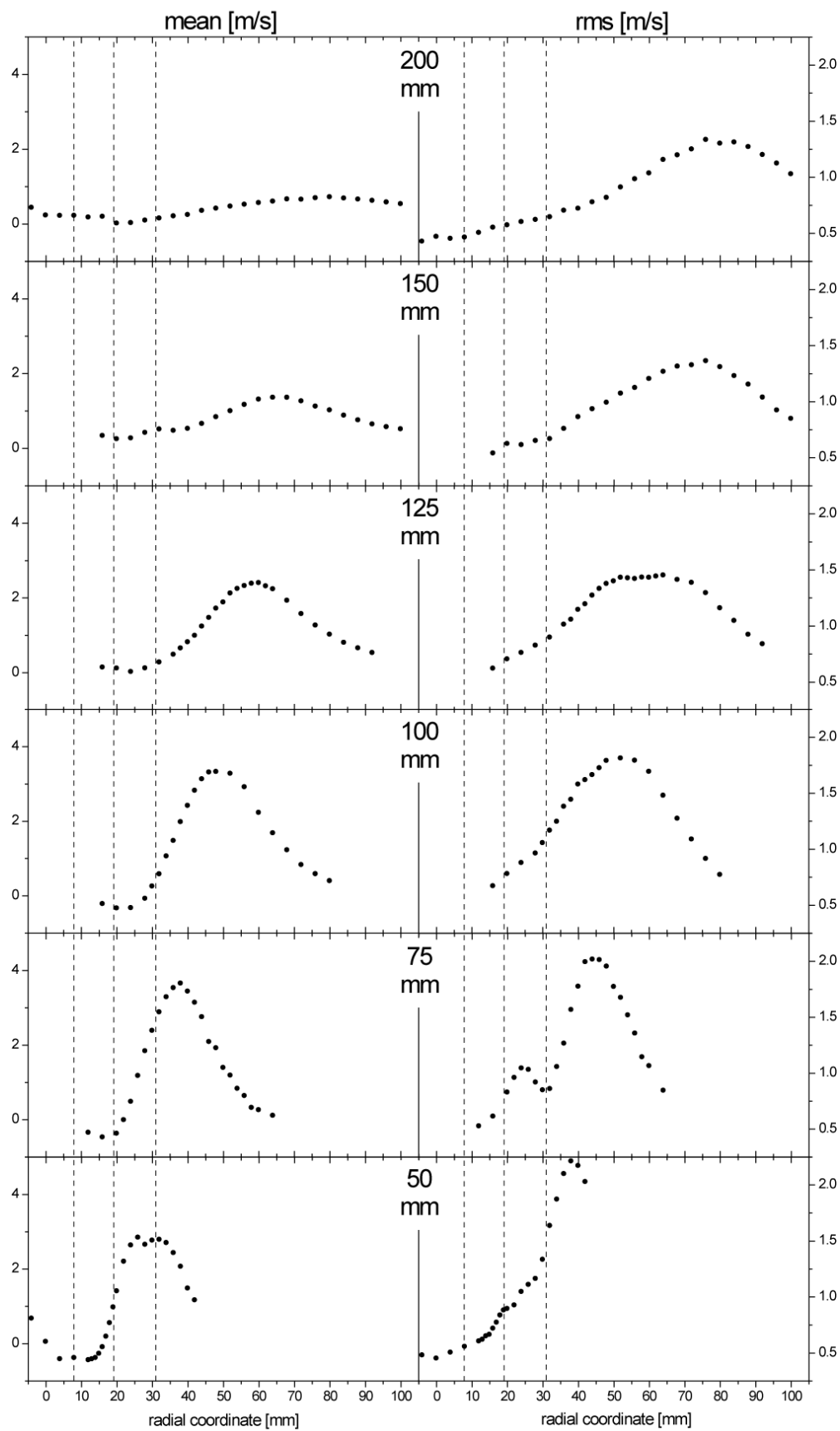


## a.13 TSF\_G\_r

## Axialgeschwindigkeit

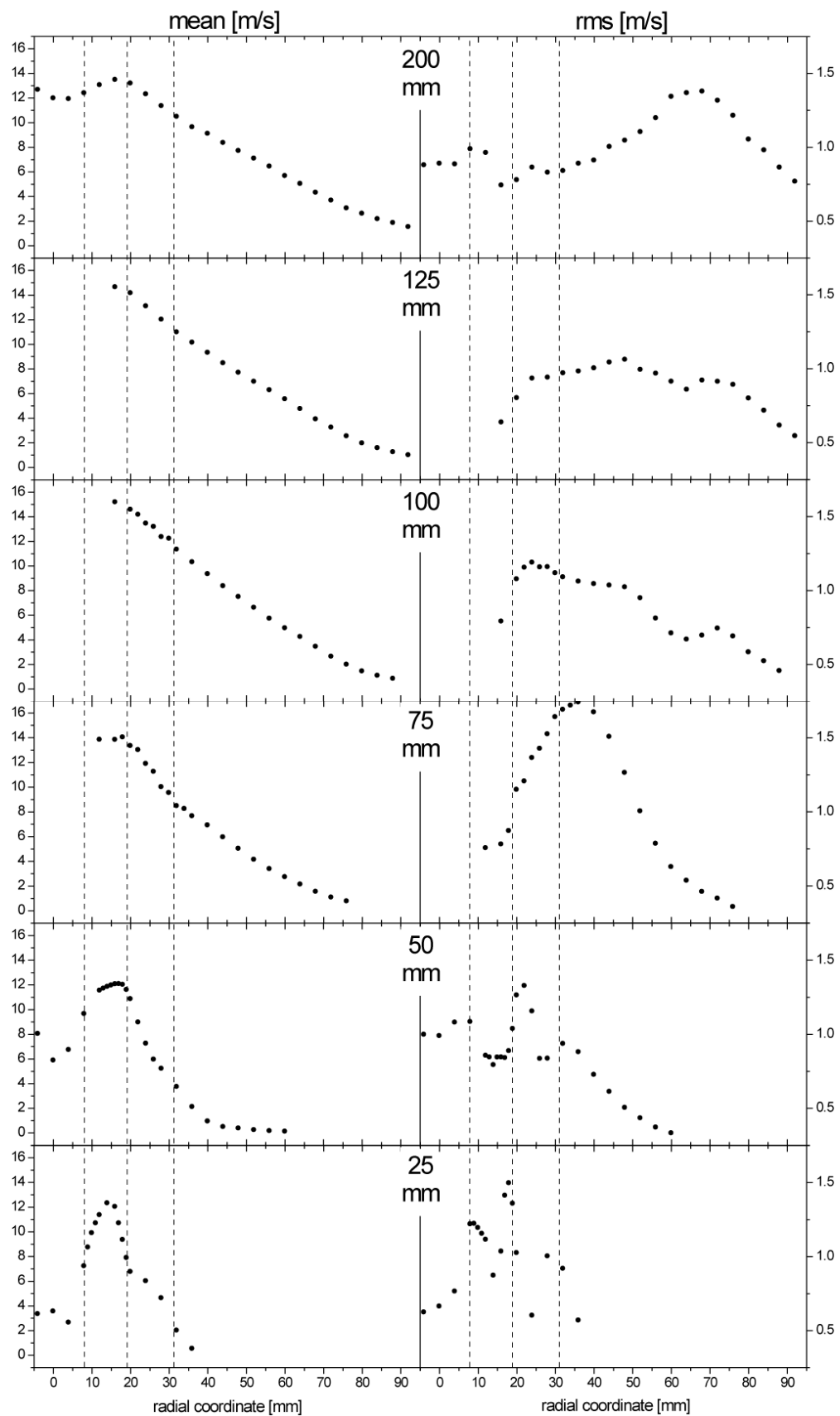


## Radialgeschwindigkeit



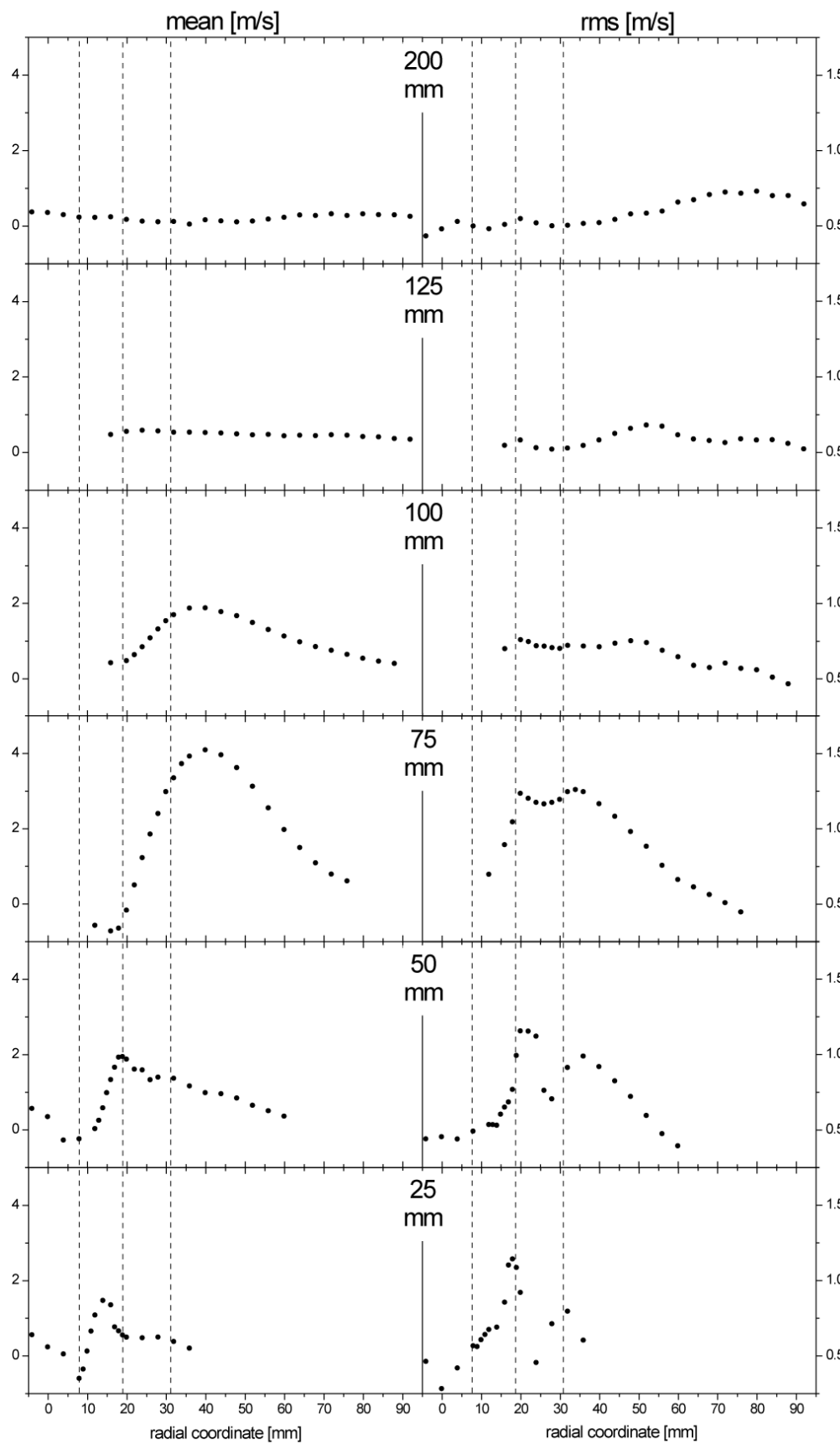
## a.14 TSF\_H\_r

## Axialgeschwindigkeit



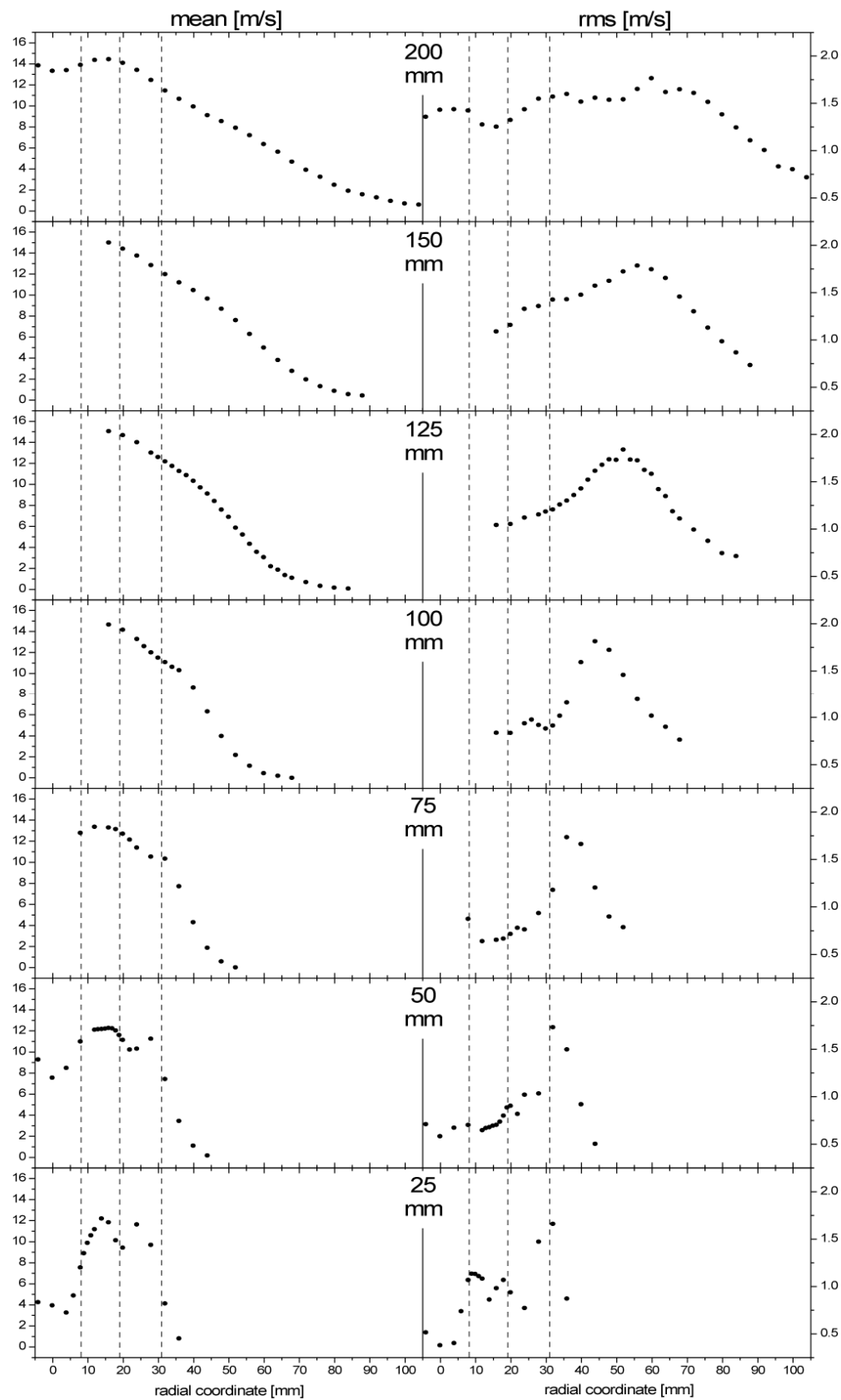


## Radialgeschwindigkeit

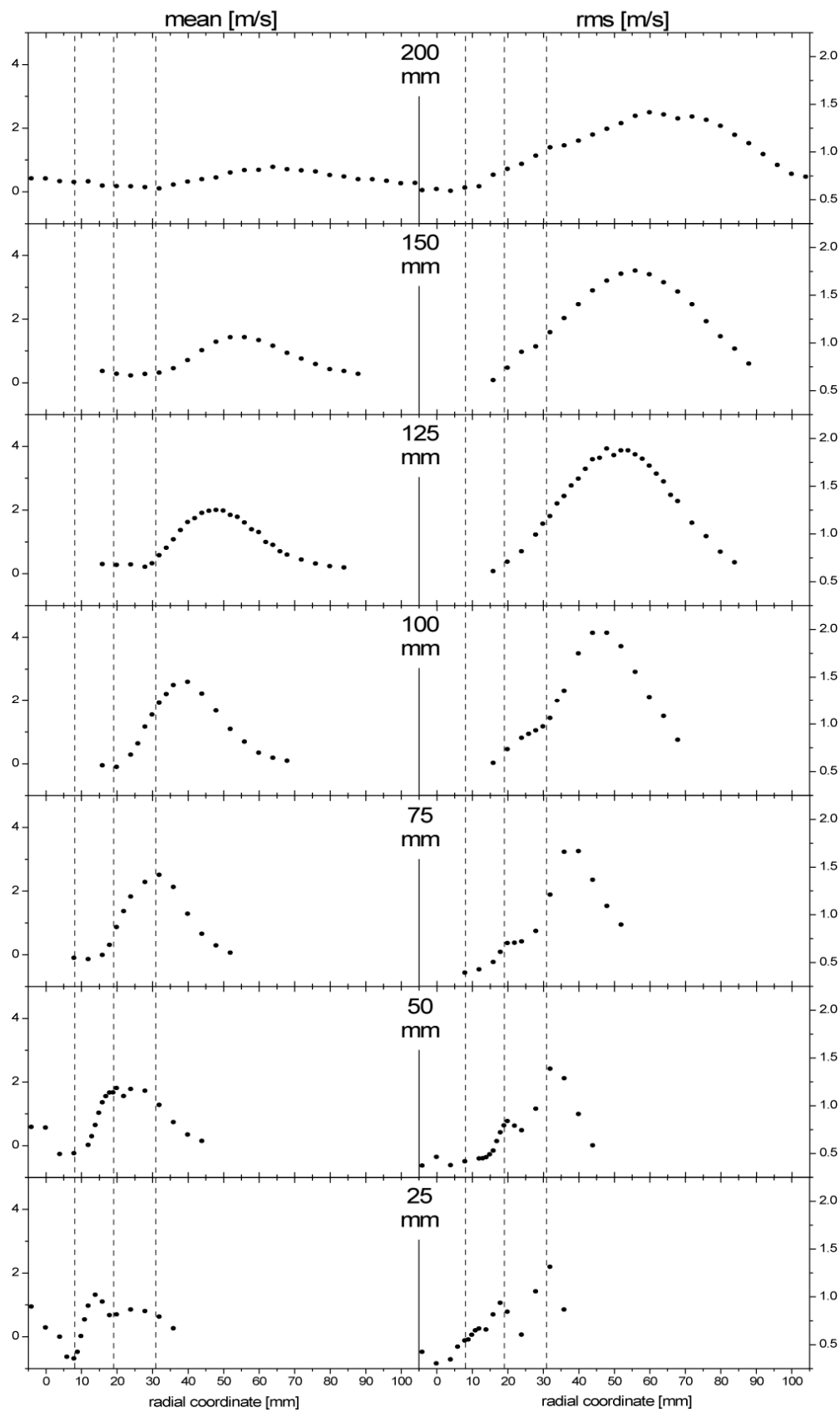


## a.15 TSF\_I\_r

## Axialgeschwindigkeit

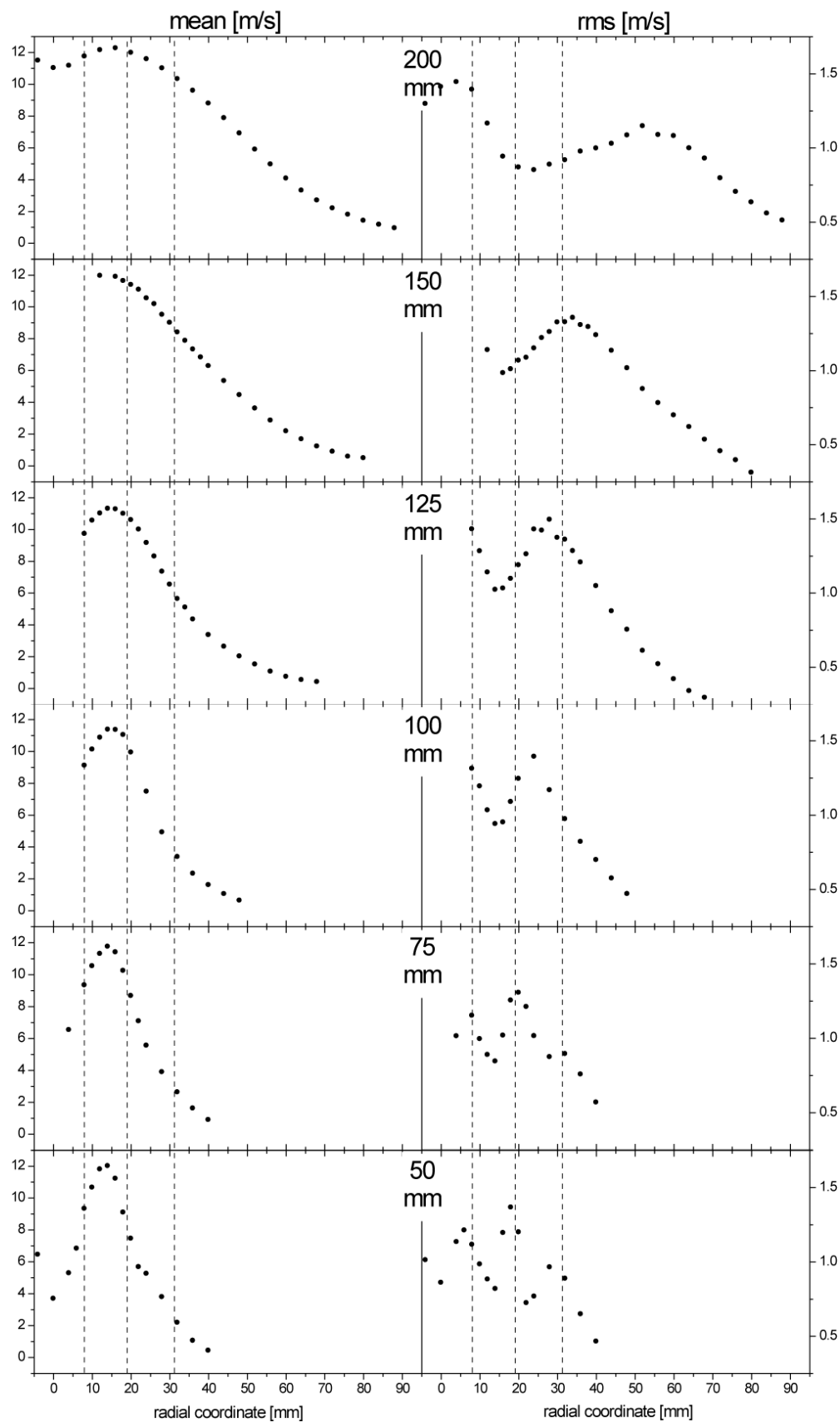


## Radialgeschwindigkeit

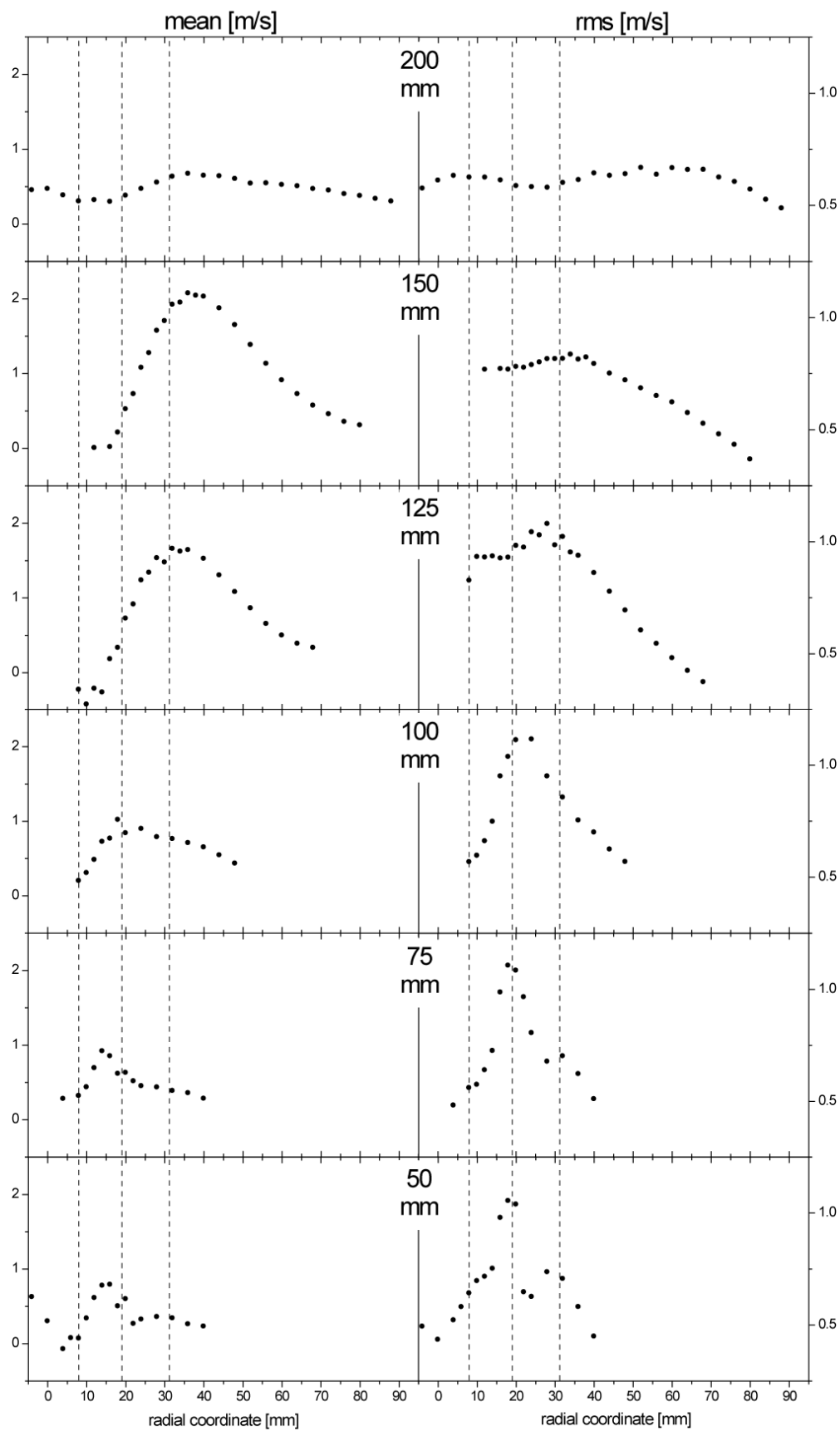


## a.16 TSF\_J\_r

## Axialgeschwindigkeit

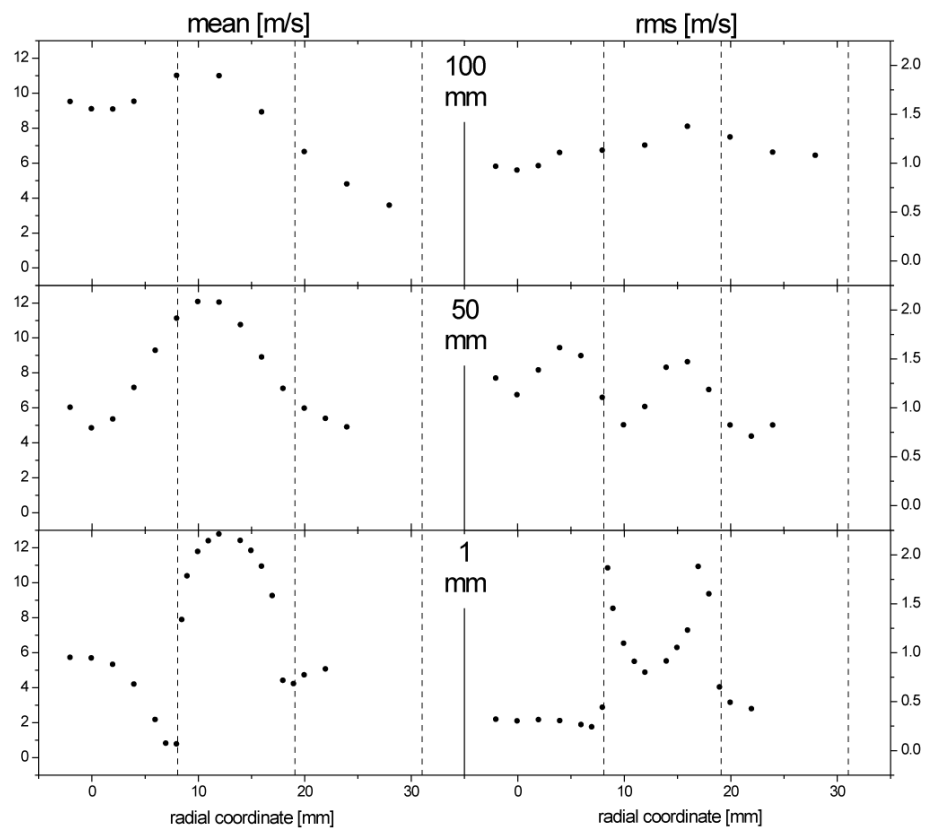


## Radialgeschwindigkeit

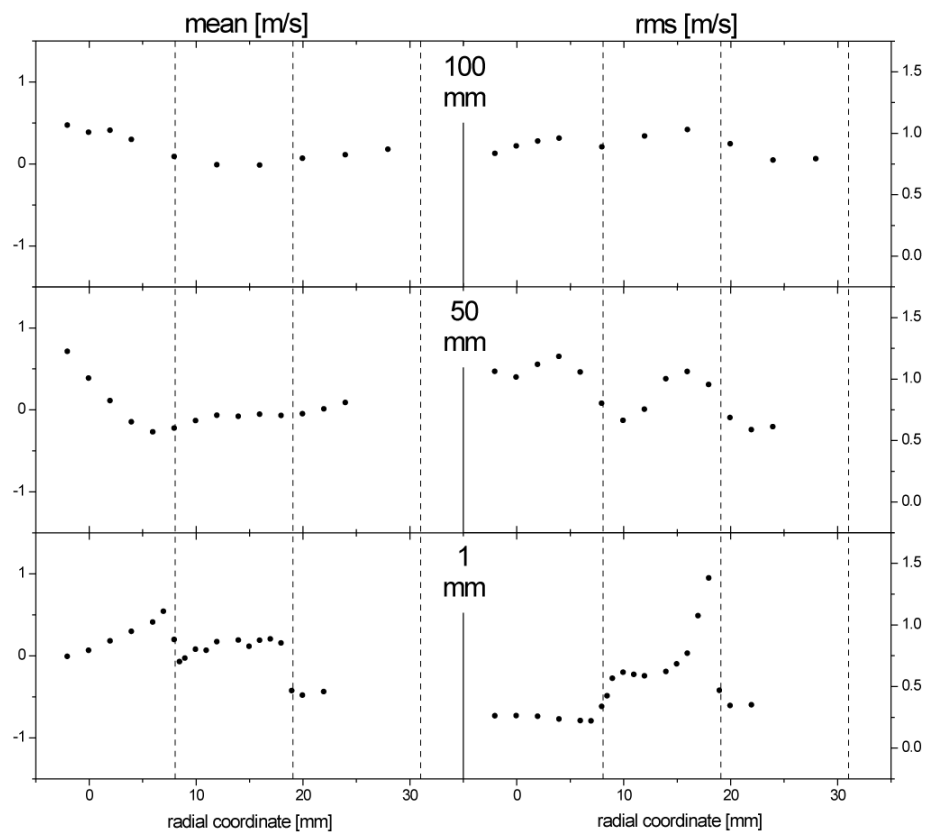


## a.17 TSF\_J\_i1

## Axialgeschwindigkeit

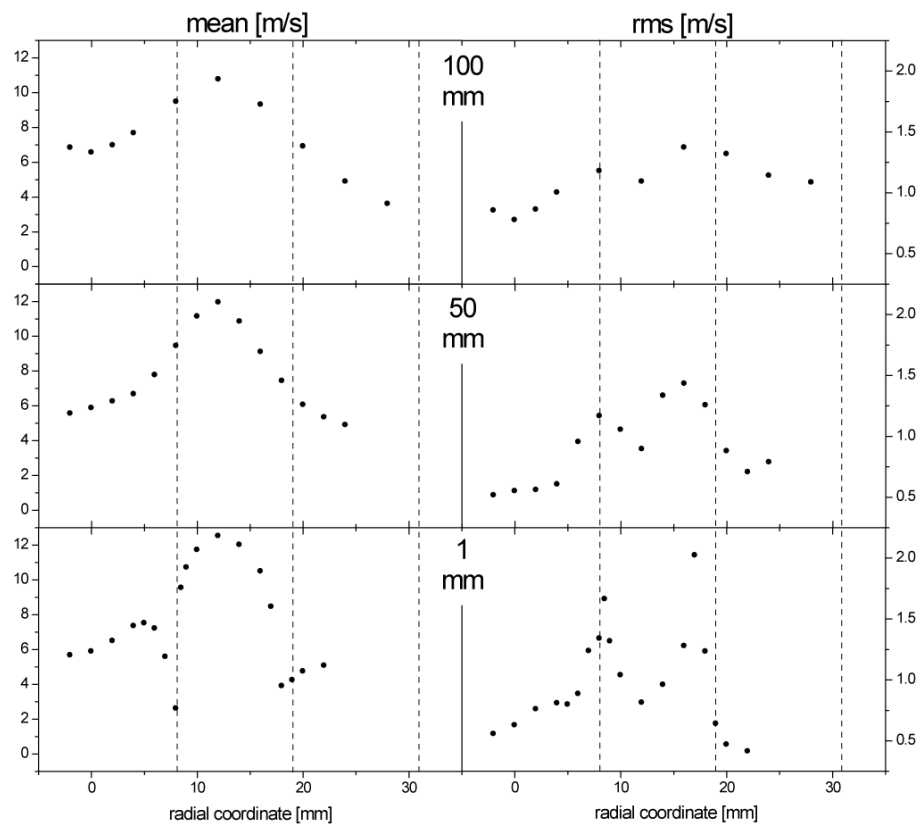


## Radialgeschwindigkeit

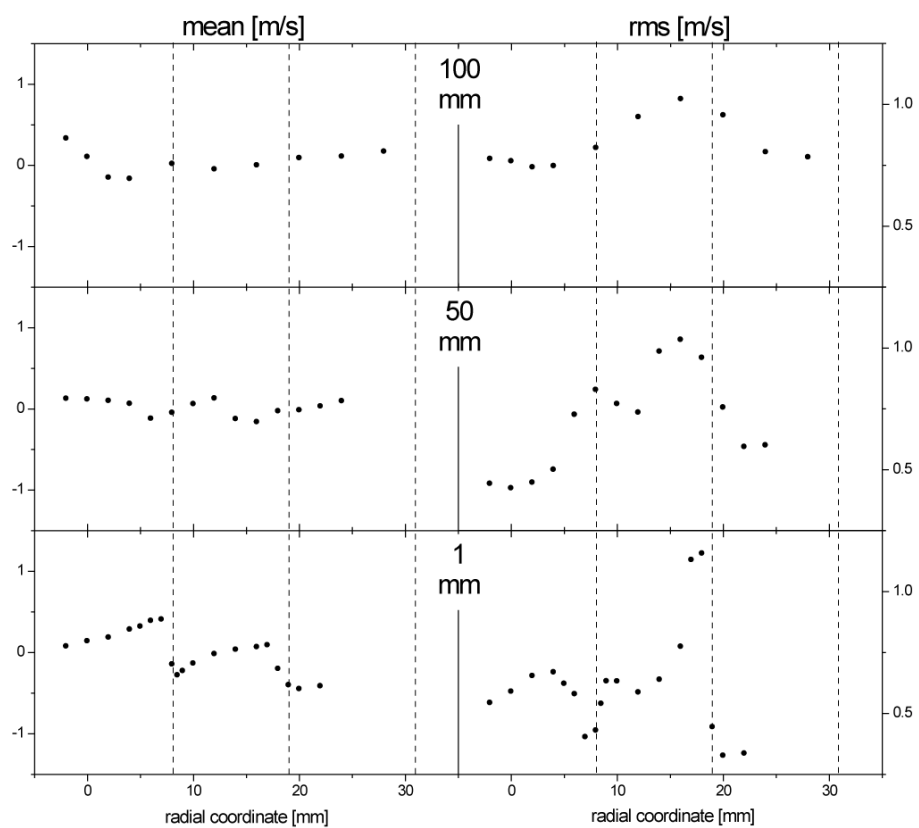


## a.18 TSF\_J\_i2

## Axialgeschwindigkeit



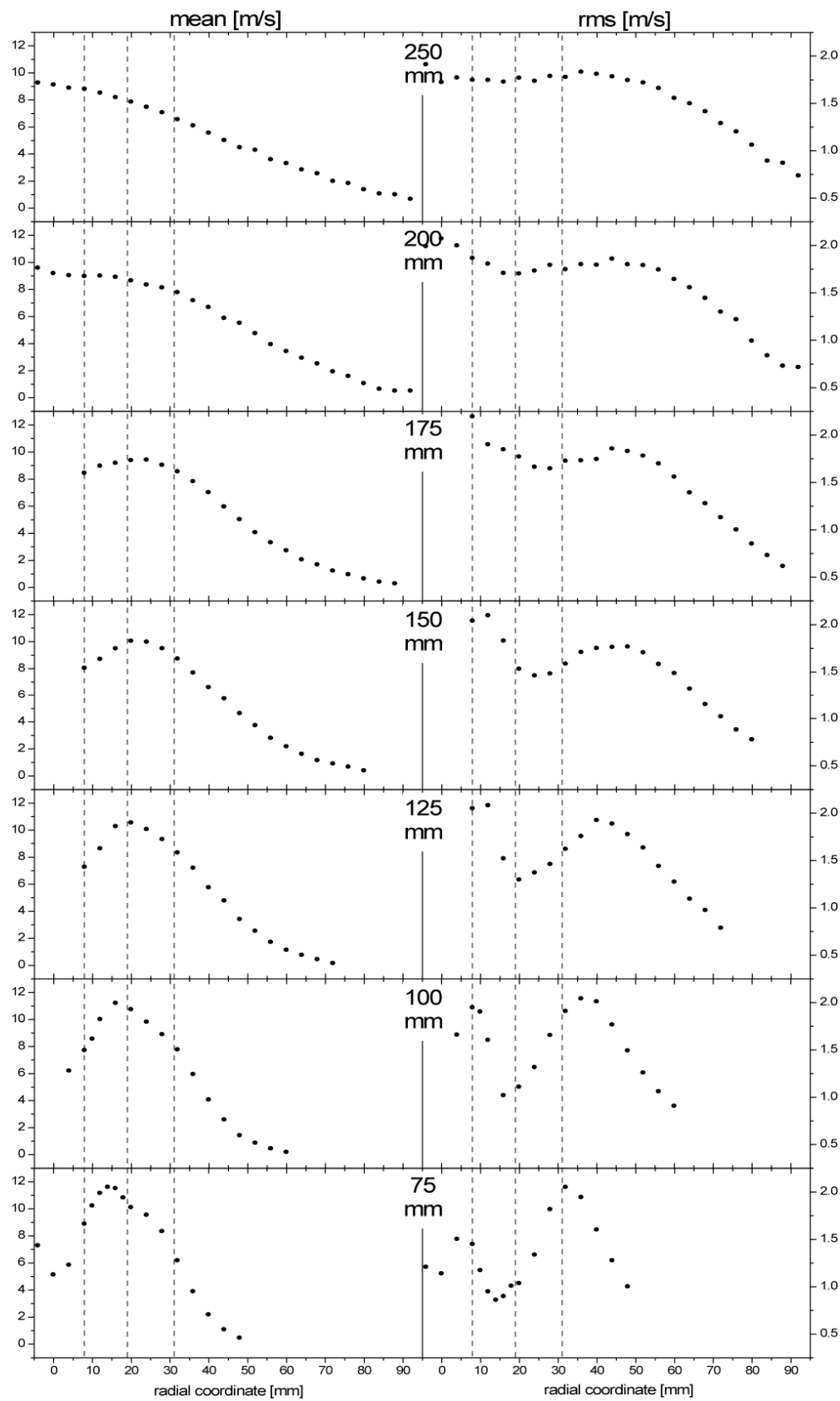
## Radialgeschwindigkeit

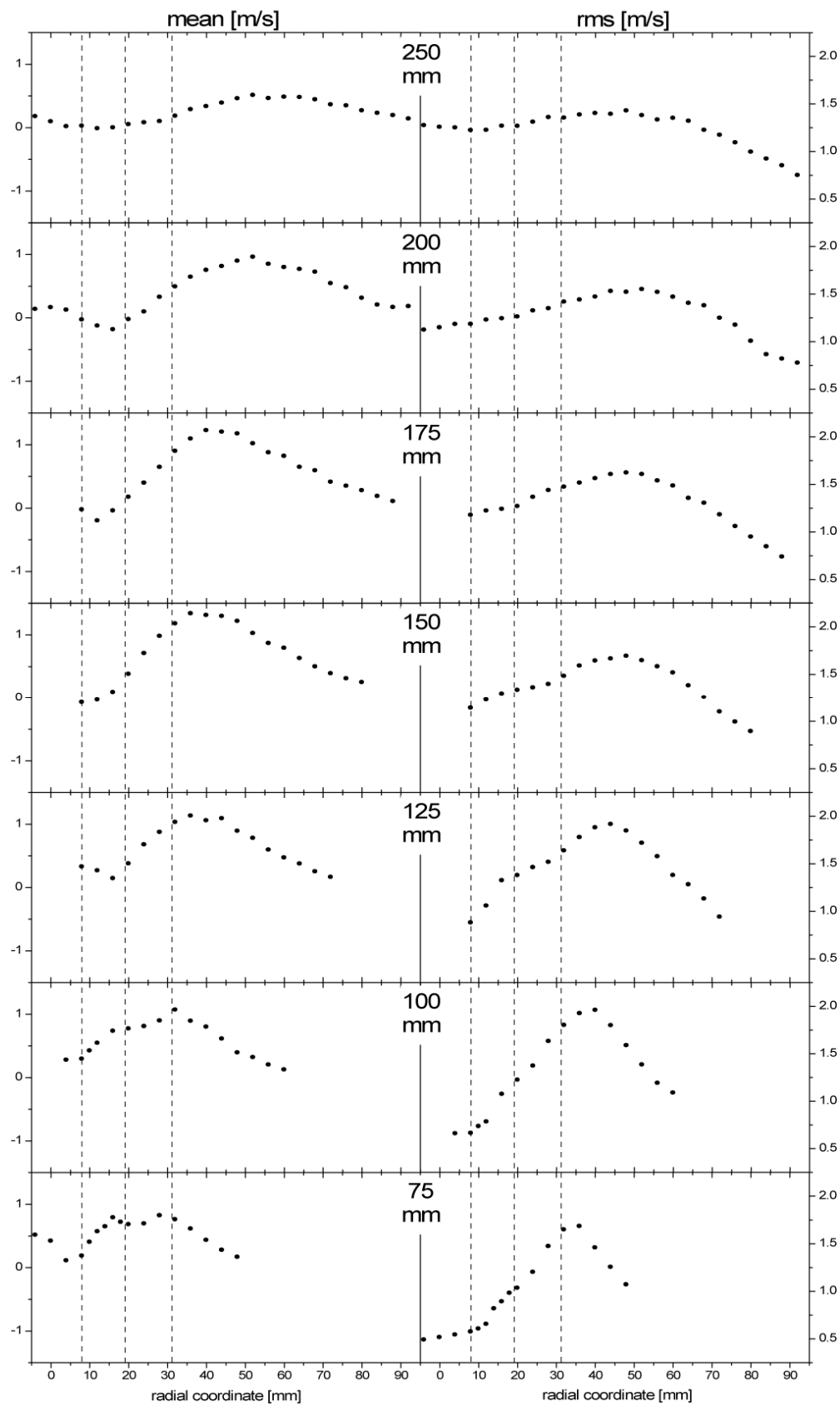




## a.19 TSF\_K\_r

## Axialgeschwindigkeit



**Radialgeschwindigkeit**

## b Statistik und Fehler

Um die Signifikanz experimenteller Ergebnisse bewerten zu können, ist stets auch eine Aussage über die zu erwartenden Fehler notwendig. Der folgende Abschnitt gibt einen kurzen Überblick über Konzepte und Terminologie. Während *systematische* Fehler durch sorgfältig durchgeführte Experimente und Referenzmessungen mit anderen Methoden meist ausgeschlossen oder eliminiert werden können, unterliegt die *statistische* Genauigkeit stets den Gesetzen der Statistik als auch verschiedenen experimentellen Einflüssen, die gemeinhin als Rauschen bezeichnet werden. Als dritte Art können *systematische*, aber *unbekannte* Fehler auftreten. Der Begriff *absolute Genauigkeit* bezeichnet die Abweichung zwischen Messwert und „wahrem“ Wert [136] und wird sowohl durch die *äußere Genauigkeit* (in dieser Arbeit vereinfacht als *Genauigkeit* bezeichnet), d.h. die systematischen Abweichungen, als auch durch die *innere Genauigkeit*, die *Präzision*, gegeben durch die statistischen Fehler, bestimmt.

Experimentelle Messgrößen können i.Allg. nach dem zentralen Grenzwertsatz [137] als normalverteilt angenommen werden. Bei einer gegebenen Anzahl von Stichproben  $n$  einer Messgröße  $X$  gilt für den relativen Fehler des Mittelwertes mit einer Irrtumswahrscheinlichkeit  $\alpha$  ( $1 - \alpha$  wird als Konfidenzintervall bezeichnet):

$$|Err_x^{rel}| \leq \frac{t_{\alpha,n-1}}{\sqrt{n}} \frac{\sigma}{\bar{x}}, \quad (\text{b.1})$$

wobei  $\sigma$  die empirische Standardabweichung und  $\bar{x}$  der empirische Mittelwert der Stichprobe sind.  $\pm t_{\alpha,n-1}$  sind die Grenzen der Student'schen t-Verteilung [138], innerhalb derer das Wahrscheinlichkeitsintegral den Wert  $1 - \alpha$  annimmt.  $t$  wird auch als das entsprechende Quantil der t-Verteilung bezeichnet.

Der relative Fehler der gemessenen Standardabweichung liegt mit der Wahrscheinlichkeit  $1 - \alpha$  im Bereich

$$\frac{\sqrt{n-1}}{\chi_{\alpha/2,n-1}^2} - 1 \leq Err_\sigma^{rel} \leq \frac{\sqrt{n-1}}{\chi_{1-\alpha/2,n-1}^2} - 1 \quad (\text{b.2})$$

mit den entsprechenden Quantilen  $\chi^2$  der  $\chi^2$ -Verteilung [138].

Für große Stichprobenumfänge ( $> 500$ ) können näherungsweise folgende Formeln [93] zur Abschätzung der zu erwartenden relativen Fehler herangezogen werden:

$$|Err_x^{rel}| \leq \frac{N_{1-\alpha/2}}{\sqrt{n}} \frac{\sigma}{\bar{x}} \quad (\text{b.3})$$

und

$$|Err_\sigma^{rel}| \leq \frac{N_{1-\alpha/2}}{\sqrt{2n}}. \quad (\text{b.4})$$

$N$  ist das entsprechende Quantil der Standardnormalverteilung [138]. Für ein Konfidenzintervall von 90 % beträgt es z.B. 1.645 (95 %: 1.960, 99 %: 2.576).

Bei statistisch unabhängigen Zufallsprozessen (die einzelnen apparativen Rauschquellen sowie die physikalische Schwankung der Messgröße können i.Allg. als solche betrachtet werden) addieren sich die Standardabweichungen  $\sigma$  dabei geometrisch

$$\sigma' = \sqrt{\sigma^2 + \sigma_{noise}^2}, \quad (b.5)$$

wobei  $\sigma'$  die gemessene,  $\sigma$  die physikalische und  $\sigma_{noise}$  die durch das Rauschen verursachte Standardabweichung ist. Einzelne Rauschquellen summieren sich wiederum in gleicher Weise auf:

$$\sigma_{noise} = \sqrt{\sum_i \sigma_{noise,i}^2}. \quad (b.6)$$

Diese Formel wird nicht nur zur Berechnungen *statistischer* Gesamtfehler herangezogen, sondern auch für die Abschätzung *unbekannter systematischer* Fehler [139].

### c Rayleigh-Streuquerschnitte

TABELLE C.1 – Relative Rayleigh-Streuquerschnitte [120], normiert auf N<sub>2</sub>.

Spezies	normierter Rayleigh-Streuquerschnitt
CO <sub>2</sub>	2.3920
O <sub>2</sub>	0.8580
CO	1.2510
N <sub>2</sub>	1.0
CH <sub>4</sub>	2.14
H <sub>2</sub> O	0.7100
H <sub>2</sub>	0.2144

## BIBLIOGRAPHIE

Quellen sind in der Reihenfolge aufgelistet, in der sie im Text erscheinen. URLs und Literaturverweise entsprechen dem Stand Januar 2011.

- [1] J.C. GLENN, T.J. GORDON, E. FLORESCU. *State of the future 2009*. American Council for the United Nations; 2009. ISBN: 9780981894126.
- [2] The Millennium Project. URL: <http://www.millennium-project.org>.
- [3] International Energy Agency (IEA). *Key world energy statistics*. URL: [http://www.iea.org/textbase/nppdf/free/2009/key\\_stats\\_2009.pdf](http://www.iea.org/textbase/nppdf/free/2009/key_stats_2009.pdf).
- [4] Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie. *Energiedaten*. URL: <http://www.bmwi.de/BMWi/Navigation/Energie/Statistik-und-Prognosen-/energiedaten.html>.
- [5] R.K. PACHAURI, A. REISINGER (Eds.) *Climate change 2007: Synthesis report of the Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC)*. Geneva: IPCC; 2008. ISBN: 9291691224. URL: [http://www.ipcc.ch/publications\\_and\\_data/publications\\_ipcc\\_fourth\\_assessment\\_report\\_synthesis\\_report.htm](http://www.ipcc.ch/publications_and_data/publications_ipcc_fourth_assessment_report_synthesis_report.htm).
- [6] D.G. BOYCE, M.R. LEWIS, B. WORM. *Global phytoplankton decline over the past century*. Nature 2010; 466: 591-596.
- [7] D.P. TITTENSOR, C. MORA, W. JETZ, H.K. LOTZE, D. RICARD, E.V. BERGHE, B. WORM. *Global patterns and predictors of marine biodiversity across taxa*. Nature 2010; 466: 1098–1101.
- [8] D.A. SIEGEL, B.A. FRANZ. *Oceanography: Century of phytoplankton change*. Nature 2010; 466: 569-571.
- [9] Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe (Hrg). *Reserven, Ressourcen und Verfügbarkeit von Energierohstoffen, Kurzstudie 2009*. Hannover: BGR; 2009. ISBN: 9783981337327. URL: [http://www.bgr.bund.de/nn\\_322848/DE/Themen/Energie-/Downloads/Energiestudie-Kurz-2009.html](http://www.bgr.bund.de/nn_322848/DE/Themen/Energie-/Downloads/Energiestudie-Kurz-2009.html).
- [10] M. MEINSHAUSEN, N. MEINSHAUSEN, W. HARE, S.C.B. RAPER, K. FRIELER, R. KNUTTI, D.J. FRAME, M.R. ALLEN. *Greenhouse-gas emission targets for limiting global warming to 2 °C*. Nature 2009; 458: 1158-1162.
- [11] United Nations Climate Change Conference 2009. URL: <http://en.cop15.dk>.
- [12] Potsdam-Institut für Klimafolgenforschung, URL: <http://www.pik-potsdam.de/infothek>.
- [13] Wissenschaftlicher Beirat der Bundesregierung, Globale Umweltveränderungen (WBGU). *Kassensturz für den Weltklimavertrag – Der Budgetansatz*. Berlin: WBGU; 2009. ISBN: 9783936191264. URL: <http://www.wbgu.de/veroeffentlichungen/sondergutachten-/sondergutachten-2009-kassensturz-fuer-den-weltklima-vertrag>.
- [14] European Commission Joint Research Centre, Netherlands Environmental Assessment Agency. *Emissions Database for Global Atmospheric Research (EDGAR)*. URL: <http://edgar.jrc.ec.europa.eu>.
- [15] Umweltbundesamt (UBA). *Nationale Trendtabellen für die deutsche Berichterstattung atmosphärischer Emissionen, 2010*. URL: <http://www.umweltbundesamt.de/luft/index.htm>.
- [16] R.S. BARLOW. *Laser diagnostics and their interplay with computations to understand turbulent combustion*. Proc. Combust. Inst. 2007; 31: 49-75.
- [17] International Workshop on Measurement and Computation of Nonpremixed Flames (TNF). URL: <http://www.sandia.gov/TNF>.
- [18] Q.V. NGUYEN, R.W. DIBBLE, C.D. CARTER, G.J. FIECHTNER, R.S. BARLOW. *Raman-LIF measurements of temperature, major species, OH, and NO in a methane-air bunsen flame*. Combust. Flame 1996; 105 (4): 499-510.

- [19] A. BUSCHMANN, F. DINKELACKER, T. SCHÄFER, M. SCHÄFER, J. WOLFRUM. *Measurement of the instantaneous detailed flame structure in turbulent premixed combustion*. Proc. Combust. Inst. 1996; 26: 437-445.
- [20] T.W. LEE, A. MITROVIC. *Highly turbulent premixed flames stabilized in a co-axial jet flame burner*. Proc. Combust. Inst. 1996; 26: 455-460.
- [21] Y.C. CHEN, N. PETERS, G.A. SCHNEEMANN, N. WRUCK, U. RENZ, M.S. MANSOUR. *The detailed flame structure of highly stretched turbulent premixed methane-air flames*. Combust. Flame 1996; 107 (3): 223-244.
- [22] P.A.M. KALT, J.H. FRANK, R.W. BILGER. *Laser imaging of conditional velocities in premixed propane-air flames by simultaneous OH PLIF and PIV*. Proc. Combust. Inst. 1998; 27: 751-758.
- [23] J.H. FRANK, P.A.M. KALT, R.W. BILGER. *Measurements of conditional velocities in turbulent premixed flames by simultaneous OH PLIF and PIV*. Combust. Flame 1999; 116 (1-2): 220-232.
- [24] J.H. FRANK, R.S. BARLOW. *Simultaneous Rayleigh, Raman, and LIF measurements in turbulent premixed methane-air flames*. Proc. Combust. Inst. 1998; 27: 759-766.
- [25] M.J. DUNN, A.R. MASRI, R.W. BILGER. *A new piloted premixed jet burner to study strong finite-rate chemistry effects*. Combust. Flame 2007; 151: 46-60.
- [26] M.J. DUNN, A.R. MASRI, R.W. BILGER, R.S. BARLOW. *Finite rate chemistry effects in highly sheared turbulent premixed flames*. Flow, Turbul. Combust. 2010; 85 (3-4): 621-648.
- [27] L.W. KOSTIUK, K.N.C. BRAY, R.K. CHENG. *Experimental study of premixed turbulent combustion in opposed streams. Part I - Nonreacting flow field*. Combust. Flame 1993; 92 (4): 377-395.
- [28] L.W. KOSTIUK, K.N.C. BRAY, R.K. CHENG. *Experimental study of premixed turbulent combustion in opposed streams. Part II – Reacting flow field and extinction*. Combust. Flame 1993; 92 (4): 396-409.
- [29] L.W. KOSTIUK, I.G. SHEPHERD, K.N.C. BRAY. *Experimental study of premixed turbulent combustion in opposed streams. Part III - Spatial structure of flames*. Combust. Flame 1999; 118 (1-2): 129-139.
- [30] E. BOURGUIGNON, L.W. KOSTIUK, Y. MICHOU, I. GÖKALP. *Experimentally measured burning rates of premixed turbulent flames*. Proc. Combust. Inst. 1996; 26: 447-453.
- [31] K. SARDI, A.M.K.P. TAYLOR, J.H. WHITELAW. *Extinction of turbulent counterflow flames under periodic strain*. Combust. Flame 2000; 120 (3): 265-284.
- [32] E. KORUSOY, J.H. WHITELAW. *Extinction and relight in opposed flames*. Exp. Fluids 2002; 33 (1): 75-89.
- [33] D.S. LUFF, E. KORUSOY, R.P. LINDSTEDT, J.H. WHITELAW. *Counterflow flames of air and methane, propane and ethylene, with and without periodic forcing*. Exp. Fluids 2003; 35 (6): 618-626.
- [34] P.A.M. KALT, Y.C. CHEN, R.W. BILGER. *Experimental investigation of turbulent scalar flux in premixed stagnation-type flames*. Combust. Flame 2002; 129 (4): 401-415.
- [35] R.P. LINDSTEDT, D.S. LUFF, J.H. WHITELAW. *Velocity fields of fuel lean premixed turbulent opposed jet flames*. Proc. Combust. Inst. 2007; 31: 1459-1466.
- [36] A. SOIKA, F. DINKELACKER, A. LEIPERTZ. *Measurement of the resolved flame structure of turbulent premixed flames with constant Reynolds number and varied stoichiometry*. Proc. Combust. Inst. 1998; 27: 785-792.
- [37] D. MOST, A. LEIPERTZ. *Simultaneous two-dimensional flow velocity and gas temperature measurements by use of a combined particle image velocimetry and filtered Rayleigh scattering technique*. Appl. Opt. 2001; 40 (30): 5379-5387.
- [38] D. MOST, F. DINKELACKER, A. LEIPERTZ. *Direct determination of the turbulent flux by simultaneous application of filtered Rayleigh scattering thermometry and particle image velocimetry*. Proc. Combust. Inst. 2002; 29: 2669-2677.

- [39] S.S. SATTler, D.A. KNAUS, F.C. GOULDIN. *Determination of three-dimensional flamelet orientation distributions in turbulent v-flames from two-dimensional image data*. Proc. Combust. Inst. 2002; 29: 1785-1792.
- [40] D.C. BINGHAM, F.C. GOULDIN, D.A. KNAUS. *Crossed-plane laser tomography: Direct measurement of the flamelet surface normal*. Proc. Combust. Inst. 1998; 27: 77-84.
- [41] D.A. KNAUS, F.C. GOULDIN. *Measurements of flamelet orientations in premixed flames with positive and negative Markstein numbers*. Proc. Combust. Inst. 2000; 28: 367-373.
- [42] B. BÉDAT, R.K. CHENG. *Experimental study of premixed flames in intense isotropic turbulence*. Combust. Flame 1995; 100 (3): 485-494.
- [43] R.K. CHENG. *Velocity and scalar characteristics of premixed turbulent flames stabilized by weak swirl*. Combust. Flame 1995; 101 (1-2): 1-14.
- [44] T. PLESSING, C. KORTSCHIK, N. PETERS, M.S. MANSOUR, R.K. CHENG. *Measurements of the turbulent burning velocity and the structure of premixed flames on a low-swirl burner*. Proc. Combust. Inst. 2000; 28: 359-366.
- [45] R.K. CHENG, I.G. SHEPHERD, B. BÉDAT, L. TALBOT. *Premixed turbulent flame structures in moderate and intense isotropic turbulence*. Combust. Sci. Technol. 2002; 174: 29-59.
- [46] P. PETERSSON, J. OLOFSSON, C. BRACKMAN, H. SEYFRIED, J. ZETTERBERG, M. RICHTER, M. ALDÉN, M. LINNE, R.K. CHENG, A. NAUERT, D. GEYER, A. DREIZLER. *Simultaneous PIV/OH-PLIF, Rayleigh thermometry/OH-PLIF and stereo PIV measurements in a low-swirl flame*. Appl. Opt. 2007; 46 (19): 3928-3936.
- [47] K.J. NOGENMYR, P. PETERSSON, X.S. BAI, A. NAUERT, J. OLOFSSON, C. BRACKMAN, H. SEYFRIED, J. ZETTERBERG, Z.S. LI, M. RICHTER, A. DREIZLER, M. LINNE, M. ALDEN. *Large eddy simulation and experiments of stratified lean premixed methane/air turbulent flames*. Proc. Combust. Inst. 2007; 31: 1467-1475.
- [48] K.J. NOGENMYR, J. KIEFER, Z.S. LI, X.S. BAI, M. ALDÉN. *Numerical computations and optical diagnostics of unsteady partially premixed methane/air flames*. Combust. Flame 2010; 157 (5): 915-924.
- [49] J. Ji, J.P. GORE. *Flow structure in lean premixed swirling combustion*. Proc. Combust. Inst. 2002; 29: 861-867.
- [50] C. SCHNEIDER. *Über die Charakterisierung von Turbulenzstrukturen in verdrahteten Strömungen*. Darmstadt, Technische Universität, Dissertation, 2004. ISBN: 3-18-345607-9.
- [51] C. SCHNEIDER, A. DREIZLER, J. JANICKA. *Fluid dynamical analysis of atmospheric reacting and isothermal swirling flows*. Flow, Turbul. Combust. 2005; 74 (1): 103-127.
- [52] A. NAUERT, A. DREIZLER. *Conditional velocity measurements by simultaneously applied laser Doppler velocimetry and planar laser-induced fluorescence in a swirling natural gas/air flame*. Z. Phys. Chem. 2005; 219 (5): 635-648.
- [53] M.A. GREGOR, F. SEFFRIN, F. FUEST, D. GEYER, A. DREIZLER. *Multi-scalar measurements in a premixed swirl burner using 1D Raman/Rayleigh scattering*. Proc. Combust. Inst. 2009; 32: 1739-1746.
- [54] A. NAUERT, P. PETERSSON, M. LINNE, A. DREIZLER. *Experimental analysis of flashback in lean premixed swirling flames: Conditions close to flashback*. Exp. Fluids 2007; 43 (1): 89-100.
- [55] C. HEEGER, R. GORDON, M. TUMMERS, A. DREIZLER. *High repetition rate simultaneous laser diagnostics applied to understanding in-nozzle mechanisms controlling flashback in lean premixed swirled combustors*. In: 4<sup>th</sup> European Combustion Meeting. Vienna, 14. – 17. April 2009: no. 810|065.
- [56] W. MEIER, P. WEIGAND, X.R. DUAN, R. GIEZENDANNER-THOBEN. *Detailed characterization of the dynamics of thermoacoustic pulsations in a lean premixed swirl flame*. Combust. Flame 2007; 150 (1-2): 2-26.

- [57] L. WEHR, W. MEIER, P. KUTNE, C. HASSA. *Single-pulse 1D laser Raman scattering applied in a gas turbine model combustor at elevated pressure*. Proc. Combust. Inst. 2007; 31: 3099-3106.
- [58] J.C. OEFELIN, R.W. SCHEFER, R.S. BARLOW. *Toward validation of Large Eddy simulation for turbulent combustion*. AIAA J. 2006; 44: 418-433.
- [59] M. BESSON, P. BRUEL, J.L. CHAMPION, B. DESHAIES. *Experimental analysis of combustions flows developing over a plane-symmetric expansion*. J. Thermophys. Heat Transfer 2000; 14: 59-67.
- [60] T. KANG, D.C. KYRITSIS. *Methane flame propagation in compositionally stratified gases*. Combust. Sci. Technol. 2005; 177 (11): 2191-2210.
- [61] T. KANG, D.C. KYRITSIS. *Departure from quasi-homogeneity during laminar flame propagation in lean, compositionally stratified methane-air mixtures*. Proc. Combust. Inst. 2007; 31: 1075-1083.
- [62] T. KANG, D.C. KYRITSIS. *A combined experimental/computational investigation of stratified combustion in methane-air mixtures*. Energy Convers. Manage. 2007; 48 (11): 2769-2774.
- [63] T. KANG, D.C. KYRITSIS. *Phenomenology of methane flame propagation into compositionally stratified, gradually richer mixtures*. Proc. Combust. Inst. 2009; 32: 979-985.
- [64] C. GALIZZI, D. ESCUDIÉ. *Experimental analysis of an oblique laminar flame front propagating in a stratified flow*. Combust. Flame 2006; 145 (3): 621-634.
- [65] P.D. NGUYEN, P. BRUEL, S. REICHSTADT. *An experimental database for benchmarking simulations of turbulent premixed reacting flows: lean extinction limits and velocity field measurements in a dump combustor*. Flow, Turbul. Combust. 2009; 82 (2): 155-183.
- [66] B. RENOU, E. SAMSON, A. BOUKHALFA. *An experimental study of freely propagating turbulent propane/air flames in stratified inhomogeneous mixtures*. Combust. Sci. Technol. 2004; 176 (11): 1867-1890.
- [67] O. DEGARDIN, B. RENOU, A. BOUKHALFA. *Simultaneous measurement of temperature and fuel mole fraction using acetone planar induced fluorescence and Rayleigh scattering in stratified flames*. Exp. Fluids 2006; 40 (3): 452-463.
- [68] V. ROBIN, A. MURA, M. CHAMPION, O. DEGARDIN, B. RENOU, A. BOUKHALFA. *Experimental and numerical analysis of stratified turbulent V-shaped flames*. Combust. Flame 2008; 153 (1-2): 288-315.
- [69] R.S. BARLOW, G.-H. WANG, P. ANSELMO-FILHO, M.S. SWEENEY, S. HOCHGREB. *Application of Raman/Rayleigh/LIF diagnostics in turbulent stratified flames*. Proc. Combust. Inst. 2009; 32: 945-953.
- [70] P. ANSELMO-FILHO, S. HOCHGREB, R.S. BARLOW, R.S. CANT. *Experimental measurements of geometric properties of turbulent stratified flames*. Proc. Combust. Inst. 2009; 32: 1763-1770.
- [71] P.C. VENA, B. DESCHAMPS, G.J. SMALLWOOD, M.R. JOHNSON. *Equivalence ratio gradient effects in a stratified isooctane/air turbulent flame front*. Proc. Combust. Inst. 2011; 33: 1551-1558.
- [72] A. BONALDO, J.B. KELMAN. *Experimental annular stratified flames characterisation stabilised by weak swirl*. Combust. Flame 2009; 156 (4): 750-762.
- [73] M. SWEENEY, S. HOCHGREB, M.J. DUNN, R.S. BARLOW. *A comparative analysis of flame surface density metrics in premixed and stratified flames*. Proc. Combust. Inst. 2011; 33: 1419-1427.
- [74] F. SEFFRIN, F. FUEST, D. GEYER, A. DREIZLER. *Flow field studies of a new series of turbulent premixed stratified flames*. Combust. Flame 2010; 157: 384-396.
- [75] B. BÖHM, J.H. FRANK, A. DREIZLER. *Temperature and mixing field measurements in stratified lean premixed turbulent flames*. Proc. Combust. Inst. 2011; 33: 1583-1590.
- [76] F. JOOS. *Technische Verbrennung*. Berlin: Springer; 2006. ISBN: 9783540343332.



- [77] G.P. SMITH, D.M. GOLDEN, M. FRENKLACH, N.W. MORIARTY, B. EITENEER, M. GOLDENBERG, C.T. BOWMAN, R.K. HANSON, S. SONG, W.C. GARDINER, V.V. LISSANSKI, Z. QIN. *GRI-Mech 3.0*. URL: [http://www.me.berkeley.edu/gri\\_mech](http://www.me.berkeley.edu/gri_mech).
- [78] Clay Mathematics Institute. URL: <http://www.claymath.org/millennium>.
- [79] J. WARNATZ, U. MAAS, R.W. DIBBLE. *Combustion*. (4<sup>th</sup> ed.) Berlin: Springer, 2006. ISBN: 9783540259923.
- [80] S.B. POPE. *Turbulent flows*. (6<sup>th</sup> ed.) Cambridge: Cambridge University Press, 2009. ISBN: 9780521598866.
- [81] S. CORRISIN. *Investigation of flow in an axially symmetric heated jet of air*. National Advisory Committee (NACA) 1943; Wartime Report W-94 (Advance Confidential Report 3L23).
- [82] J.H. SPURK. *Strömungslehre. Einführung in die Theorie der Strömungen*. (6. Aufl.) Berlin: Springer, 2006. ISBN: 9783540550778.
- [83] K.N.C. BRAY. *Turbulent flows with premixed reactants*. In: P.A. LIBBY, F.A. WILLIAMS (Eds.) *Turbulent reacting flows*. Berlin: Springer, 1980: 115-183.
- [84] N. PETERS. *Turbulent combustion*. Cambridge: Cambridge University Press, 2000, ISBN: 9780521660822.
- [85] T. POINSOT, D. VEYNANTE. *Theoretical and numerical combustion*. Philadelphia: R.T. Edwards, 2001. ISBN: 9781930217058.
- [86] R.W. BILGER, S.B. POPE, K.N.C. BRAY, J.F. DRISCOLL. *Paradigms in turbulent combustion research*. Proc. Combust. Inst. 2005; 30: 21-42.
- [87] M. PRÜFERT. *Investigation of a reacting flow field and scalar field by advanced laser diagnostics*. Lund, Institute of Technology, Diplomarbeit, 2006.
- [88] Bronkhorst High-Tech. *FLUIDAT on the Net*. URL: <http://www.fluidat.com>.
- [89] M. PRÜFERT. *Entwicklung eines Brenners für turbulente, vorgemischte, geschichtete Flammen zur Untersuchung praxisnaher Verbrennungsvorgänge*. Darmstadt, Technische Universität, Studienarbeit, 2005.
- [90] C. BEYER. *Laser-optische Geschwindigkeitsmessungen an geschichteten, mager vorgemischten Flammen*. Darmstadt, Technische Universität, Diplomarbeit, 2008.
- [91] F. SEFFRIN, F. FUEST, D. GEYER, A. DREIZLER. *Lean stratified combustion: A generic premixed jet flame series for model validation*. In: 4<sup>th</sup> European Combustion Meeting. Vienna, 14. – 17. April 2009: no. 809|004.
- [92] K. KOHSE-HÖINGHAUS, J.B. JEFFRIES (Eds.) *Applied combustion diagnostics*. New York: Taylor & Francis, 2002. ISBN: 9781560329381.
- [93] J. WIEDEMANN. *Laser-Doppler-Anemometrie*. Berlin: Springer, 1984. ISBN: 9783540134824.
- [94] H.-E. ALBRECHT, C. TROPEA, M. BORYS, N. DAMASCHKE. *Laser Doppler and phase Doppler measurement techniques*. Berlin: Springer, 2002. ISBN: 9783540678380.
- [95] G. MIE. *Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen*. Ann. Phys. 1908; 25 (3): 377-445.
- [96] H.R.E. VAN MAANEN, H. NOBACH, L.H. BENEDICT. *Improved estimator for the slotted autocorrelation function of randomly sampled LDA data*. Meas. Sci. Technol. 1999; 10: L4-L7.
- [97] L.H. BENEDICT, R.D. GOULD. *Concerning time and length scale estimates made from burst-mode LDA autocorrelation measurements*. Exp. Fluids 1998; 24: 246-253.
- [98] J.W. ELSNER, P. DOMAGALA. *Influence of the hot-wire length on velocity-correlation measurements*. Meas. Sci. Technol. 1993; 4: 1010-1015.
- [99] B. BÖHM. *Experiments for the validation of Large Eddy Simulations: Turbulence-flame interactions in extinguishing turbulent opposed jet flames*. Darmstadt, Technische Universität, Dissertation, 2008. ISBN 978183577064.

- [100] University of Oslo. *MatPIV 1.6.1 - The PIV toolbox for MATLAB*. URL: <http://folk.uio.no/jks-/matpiv/index2.html>.
- [101] B. BÖHM, D. GEYER, A. DREIZLER, K.K. VENKATESAN, N.M. LAURENDEAU, M.W. RENFRO. *Simultaneous PIV/PTV/OH PLIF imaging: Conditional flow field statistics in partially premixed turbulent opposed jet flames*. Proc. Combust. Inst. 2007; 31: 709-718.
- [102] W. DEMTRÖDER. *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*. (4. Aufl.) Berlin: Springer, 2000. ISBN: 9783540642190.
- [103] C.N. BANWELL, E.M. MCCASH. *Molekülspektroskopie: Ein Grundkurs*. München: Oldenbourg, 1999. ISBN: 9783486245073.
- [104] D. GEYER. *1D-Raman/Rayleigh experiments in a turbulent opposed jet*. Darmstadt, Technische Universität, Dissertation, 2005. ISBN: 3183533065.
- [105] A. GOLDMAN, R.R. GAMACHE, A. PERRIN, J.-M. FLAUD, C.P. RINSLAND, L.S. ROTHMAN. *HITRAN partition functions and weighted transition-moments squared*. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 2000; 66: 455-486.
- [106] F. FUEST, R.S. BARLOW, J.Y. CHEN, A. DREIZLER. *Raman/Rayleigh-scattering and CO-LIF measurements in laminar and turbulent jet flames of dimethyl ether*. Combust. Flame; in preparation.
- [107] F. FUEST. *Raman/Rayleigh-scattering and CO-LIF measurements in laminar and turbulent jet flames of dimethyl ether*. Darmstadt, Technische Universität, Dissertation, in preparation.
- [108] D. GEYER, A. KEMPF, A. DREIZLER, J. JANICKA. *Turbulent opposed-jet flames: A critical benchmark experiment for combustion LES*. Combust. Flame 2005; 143: 524-548.
- [109] M.A. GREGOR. *Laser-spektroskopische Untersuchungen technologisch relevanter Flammen*. Darmstadt, Technische Universität, Dissertation, 2006. ISBN: 9783832515249.
- [110] Wikipedia. *Goldener Schnitt*. URL: [http://www.de.wikipedia.org/wiki/Goldener\\_Schnitt](http://www.de.wikipedia.org/wiki/Goldener_Schnitt).
- [111] H. MEUB. *Aufbau, Inbetriebnahme und Verwendung eines schnellen mechanischen Verschlusses zur Realisierung kurzer Belichtungszeiten einer CCD-Kamera*. Darmstadt, Technische Universität, Studienarbeit, 2002.
- [112] P.C. MILES, R.S. BARLOW. *A fast mechanical shutter for spectroscopic applications*. Meas. Sci. Technol. 2000; 11: 392-397.
- [113] C. MEIER. *Konstruktion und Test eines Transmissionsspektrometers*. Darmstadt, Technische Universität, Studienarbeit, 2005.
- [114] J. ZHAO. *Image curvature correction and cosmic removal for high-throughput dispersive Raman spectroscopy*. Appl. Spectrosc. 2003; 57 (11): 1368-1375.
- [115] F. FUEST, R.S. BARLOW, D. GEYER, F. SEFFRIN, A. DREIZLER. *A hybrid method for data evaluation in 1-D Raman spectroscopy*. Proc. Combust. Inst. 2011; 33: 815-822.
- [116] R. S. BARLOW, C.D. CARTER, R.W. PITZ. *Multiscalar diagnostics in turbulent flames*. In: K. Kohse-Höinghaus, J.B. Jeffries (Eds.) *Applied combustion diagnostics*. New York: Taylor & Francis, 2002: 384-407. ISBN: 9781560329381.
- [117] R.W. DIBBLE, S.H. STÄRNER, A.R. MASRI, R.S. BARLOW. *An improved method of data acquisition and reduction for laser Raman-Rayleigh and fluorescence scattering from multispecies*. Appl. Phys. B: Lasers Opt. 1990; 51: 39-43.
- [118] V. BERGMANN, W. MEIER, D. WOLFF, W. STRICKER. *Application of spontaneous Raman and Rayleigh scattering and 2D LIF for the characterization of a turbulent CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> jet diffusion flame*. Appl. Phys. B: Lasers Opt. 1998; 66: 489-502.
- [119] P.A. NOOREN, M. VERSLUIS, T.H. VAN DER MEER, R.S. BARLOW, J.H. FRANK. *Raman-Rayleigh-LIF measurements of temperature and species concentrations in the Delft piloted turbulent jet diffusion flame*. Appl. Phys. B: Lasers Opt. 2000; 71: 95-111.
- [120] R.S. BARLOW. private communication.

- [121] Wikipedia. *Vignettierung*. URL: <http://www.de.wikipedia.org/wiki/Vignettierung>.
- [122] Eindhoven University of Technology. *CHEM1D - A one-dimensional laminar flame code*. URL: <http://www.combustion.tue.nl/chem1d>.
- [123] F.A. LAMMERS, L.P.H. DE GOEY. *The influence of gas radiation on the temperature decrease above a burner with a flat porous inert surface*. Combust. Flame 2004; 136: 533-547.
- [124] H.M. HERAVI, A. AZARINFAR, S.I. BOWEN, N. SYRED. *Determination of laminar flame thickness and burning velocity of methane-air mixture*. In: 3<sup>rd</sup> European Combustion Meeting. Chania (Crete), 11. – 13. April 2007: no. 6|7.
- [125] D. DUSSAULT, P. HOESS. *Noise performance comparison of ICCD with CCD and EMCCD cameras*. Proc. SPIE 2004; 5563: 195-204.
- [126] A. BROCKHINKE, A.T. HARTLIEB, K. KOHSE-HÖINGHAUS, D.R. CROSLLEY. *Tunable KrF laser-induced fluorescence of C<sub>2</sub> in a sooting flame*. Appl. Phys. B: Lasers Opt. 1998; 67: 659-665.
- [127] V. WEBER, J. BRÜBACH, R.L. GORDON, A. DREIZLER. *Pixel-based characterization of CMOS high speed camera systems*. Appl. Phys. B: Lasers Opt., submitted.
- [128] K.N. GABET, N. JIANG, W.R. LEMPERT, J.A. SUTTON. *Demonstration of high-speed 1D Raman scattering line imaging*. Appl. Phys. B: Lasers Opt. 2010; 101 (1-2): 1-5.
- [129] M.A. GREGOR, A. DREIZLER. *Quasi adiabatic laminar flat flame burner for high temperature calibration*. Meas. Sci. Technol. 2009; 20 (6): 065402.
- [130] T. MOREL. *Design of two-dimensional wind tunnel contractions*. J. Fluids Eng. 1977; 99: 371-377.
- [131] T. HIRASAWA, C.J. SUNG, A. JOSHI, Z. YANG, H. WANG, C.K. LAW. *Determination of laminar flame speeds using digital particle image velocimetry: Binary fuel blends of ethylene, n-butane, and toluene*. Proc. Combust. Inst. 2002; 29 (2): 1427-1434.
- [132] Wikipedia. *Methane (data page)*. URL: [http://www.en.wikipedia.org/wiki/Methane\\_\(data\\_page\)#Thermodynamic\\_properties](http://www.en.wikipedia.org/wiki/Methane_(data_page)#Thermodynamic_properties).
- [133] Wikipedia. *Ethylene (data page)*. URL: [http://www.en.wikipedia.org/wiki/Ethylene\\_\(data\\_page\)#Thermodynamic\\_properties](http://www.en.wikipedia.org/wiki/Ethylene_(data_page)#Thermodynamic_properties).
- [134] A.N. KARPETIS, T.B. SETTERSTEN, R.W. SCHEFER, R.S. BARLOW. *Laser imaging system for determination of three-dimensional scalar gradients in turbulent flames*. Opt. Lett. 2004; 29 (4): 355-357.
- [135] A.N. KARPETIS, R.S. BARLOW. *Measurements of flame orientation and scalar dissipation in turbulent partially premixed methane flames*. Proc. Combust. Inst. 2005; 30: 665-672.
- [136] Norm DIN EN 60051. *Direkt wirkende anzeigende elektrische Meßgeräte und ihr Zubehör - Meßgeräte mit Skalenanzeige*.
- [137] E. ZEIDLER (Hrg.) *Teubner - Taschenbuch der Mathematik*. Leipzig: B. G. Teubner, 1996. ISBN: 3815420016.
- [138] H. RINNE. *Taschenbuch der Statistik*. (4. Aufl.) Frankfurt: Harri Deutsch, 2008. ISBN: 9783817118274.
- [139] M. BANTEL. *Messgeräte-Praxis: Funktion und Einsatz moderner Messgeräte*. München: Hanser, 2004. ISBN: 9783446217645.

Die vorliegende Arbeit präsentiert detaillierte experimentelle Daten der Strukturen turbulenter vorgemischter und teilweise stratifizierter Modellflammen. Die Grundlagen und die experimentelle Implementierung der eingesetzten diagnostischen Methoden der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA), der *Particle Image Velocimetry* (PIV) und der kombinierten Raman/Rayleigh-Streuung werden vorgestellt und Fehlerquellen analysiert.

Die Messungen liefern instantane Geschwindigkeiten sowie Temperaturen und Stoffmengenanteile der Hauptspezies. Die aussagekräftigen Statistiken dieser Messgrößen, ihrer Gradienten und Korrelationen sind für die Validierung numerischer Strömungs- und Verbrennungssimulationen geeignet und bieten einen Einblick in die Turbulenz-Chemie-Interaktion im Kontext der Vormischverbrennung.

ISBN 978-3-86955-649-9



9 783869 556499